

N° d'ordre : 157

THÈSE

présentée

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE LYON

pour obtenir

LE DIPLOME DE DOCTORAT DE SPÉCIALITÉ (3^e CYCLE)

EN PHYSIQUE (PHYSIQUE DU SOLIDE)

PAR

Alain CACHARD

Licencié ès-Sciences

Contribution à l'étude des propriétés électriques de couches minces d'oxyde d'aluminium

Soutenue le 13 Octobre 1965, devant la Commission d'Examen.

MM. G. MESNARD

Président

R. UZAN . . .

G. ASCH . . .

} Examineurs

LYON

Imprimerie BOSC Frères
42, quai Gailleton, 42

1965

N° d'ordre : 157

THÈSE

présentée

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE LYON

pour obtenir

LE DIPLOME DE DOCTORAT DE SPÉCIALITÉ (3^e CYCLE)

EN PHYSIQUE (PHYSIQUE DU SOLIDE)

PAR

Alain CACHARD

Licencié ès-Sciences

Contribution à l'étude des propriétés électriques de couches minces d'oxyde d'aluminium

Soutenue le 13 Octobre 1965, devant la Commission d'Examen.

MM. G. MESNARD

Président

R. UZAN . . .

G. ASCH . . .

}
Examineurs

LYON

Imprimerie BOSC Frères
42, quai Gailleton, 42

1965





Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41553428_0001

A MES PARENTS

UNIVERSITE DE LYON

FACULTE DES SCIENCES

Doyens honoraires

MM. LONGCHAMBON, MOUSSA, GAUTHIER Henri.

Professeurs honoraires

MM. de LARAMBERGUE, SOLLAUD, MENTZER, MOUSSA, JAFFARD, EYRAUD Henri, DEJARDIN, VIRET.

Doyen

M. BRACONNIER

Assesseurs

MM. MESNARD
BOIDIN

Professeurs

MM. LONGCHAMBON	Minéralogie
PRET TRE	Chimie industrielle
COURTY	Chimie-Physique
KUHNER	Botanique
MALECOT	Mécanique rationnelle et appliquée
PARIS	Chimie minérale
AUMERAS	Chimie générale II
COLONGE	Chimie organique
JANIN	Physique générale
FLANDRIN	Géologie appliquée
BERNARD	Physique industrielle
DUFAY Jean	Astronomie
NIGON	Zoologie expérimentale
GAUTHIER Henri	Géologie générale
WAUTIER	Zoologie
CHOPIN	Chimie biologique
CUEILLERON	Chimie
BRACONNIER	Calcul différentiel et intégral
EYRAUD Charles	Chimie-Physique appliquée
SARAZIN	Physique nucléaire

BOIDIN
 PERES
 MESNARD
 GRANDMONTAGNE
 BOUTILLIER
 LAFOUCRIERE
 DREUX
 TEICHNER
 PAVANS de CECCATTY
 MERLIN
 DUFAY Maurice
 PHILIBERT
 COHEN-ADAD
 DAVID Louis
 CHANEL
 MAURY
 DEPRAZ
 GAUTHIER Jean
 GAUME

Microbiologie et Mycologie
 Physiologie
 Electronique
 Physique
 Minéralogie
 Physique nucléaire théorique
 Chimie organique
 Chimie industrielle
 Zoologie
 Chimie analytique
 Physique de l'Atmosphère
 Physique nucléaire
 Chimie
 Géologie générale
 Psychophysiologie
 Méthodes Mathématiques de la Physi
 Physique nucléaire
 Chimie
 Physique expérimentale

Professeurs sans chaire

MM. FERON
 LAFORGUE
 LEGAY
 UZAN
 CHENEVOY
 GINET
 ASCH
 MICHEL Pierre
 DUCET

Mle MAITROT
 GEVIN
 PONASSE
 d'INCAN
 LEFEBVRE
 PERNET
 CHERY
 BERGEON
 Mle GAUTHERON
 DESCOTES
 ERBEIA

Mme ERICSON
 LEMOIGNE

Mathématiques
 Physique
 Zoologie expérimentale S. P. C. N.
 Physique S. P. C. N.
 Géologie appliquée
 Zoologie
 Physique
 Minéralogie
 Biologie végétale
 Physique
 Géologie générale
 Mathématiques
 Physique
 Mathématiques
 Mathématiques
 Physique
 Physique C. S. U.
 Chimie biologique
 Chimie organique
 Physique
 Physique générale
 Botanique

Maîtres de Conférences

MM.	MARTEL	Mécanique
	MATHIEU	Mécanique des Fluides
	PICARD Philippe	Mathématiques
	DEMARCO	Géologie générale
	MICHEL Georges	Biochimie
	LEBRETON	Biologie végétale
	DAVID Jean	Biologie animale
	TOUSSET	Chimie propédeutique
	FEUVRAIS	Physique Electricité
	PICARD Claude	Mathématiques
	SCHMITT	Physique M. P. C.
	LAURENT	Chimie organique
	ROT	Mathématiques
	BETHOUX	Mathématiques T. M. P.
Mle	CALAIS	Mathématiques C. S. U.
	GUSAKOW	Physique
Mle	THOMAS	Chimie Minérale
	COLOBERT	Physiologie
	AUBIN	Analyse numérique

Maître de Conférence adjoint

M.	PIERRON	Chimie
----	---------	--------

Conseiller Administratif

M.	BURNET
----	--------

Secrétaire Principal Honoraire

M.	ROUX
----	------

Le travail présenté dans ce mémoire a été réalisé au Laboratoire d'Emission Electronique de l'Université de Lyon.

Monsieur le Professeur MESNARD a bien voulu s'intéresser à mon travail et accepter la présidence de mon jury. Je le prie de trouver ici l'expression de ma profonde gratitude.

Monsieur le Professeur UZAN a dirigé personnellement mon étude et m'a entouré de ses judicieux conseils. Je lui exprime ici mes plus sincères remerciements.

Je suis très reconnaissant à Monsieur le Professeur ASCH d'avoir suivi mes recherches avec intérêt et d'avoir bien voulu me faire l'honneur d'être membre de mon jury.

Il m'est particulièrement agréable de remercier Monsieur Roger dont la collaboration m'a été précieuse tout au long de ce travail, mes camarades chercheurs et techniciens, ainsi que l'ademoiselle Grandjean et ceux qui m'ont aidé pour l'impression de cette thèse.

INTRODUCTION

L'émission électronique de métaux soumis à l'action de champs électriques intenses a été prévue théoriquement, dès 1928, par Fowler et Nordheim (1). En 1930, Frenkel (2) étudia le transfert d'électrons par effet tunnel à travers de minces couches isolantes placées entre deux électrodes métalliques.

Ce n'est que tout récemment (1960) que Mead (3), réalisant un dispositif à couches minces superposées tenta une vérification des prévisions théoriques concernant l'émission tunnel.

L'expérience de Mead était la suivante : on évapore, sur un support de verre, une couche d'aluminium, que l'on oxyde. Puis on évapore une couche d'or transversalement sur l'ensemble, ce qui établit un contact sur l'alumine. Si on applique une tension convenable entre les deux électrodes du dispositif, on constate qu'un courant assez important peut circuler à travers la couche d'isolant. Ce courant est dû à l'effet tunnel. De plus, si l'électrode supérieure est assez mince, une partie du courant peut la traverser et s'échapper dans un matériau adjacent ou dans le vide. On réalise ainsi une cathode froide à effet tunnel.

Depuis, de nombreux travaux ont montré que l'effet tunnel n'est pas toujours le seul en cause dans le comportement électrique des éléments étudiés.

Dans ce travail nous nous sommes proposé de réunir quelques données expérimentales nouvelles sur les propriétés électriques des dispositifs à couches minces : aluminium-alumine-or.

Nous nous sommes intéressé essentiellement aux différents aspects de la conduction, à l'émission d'électrons sous vide, au comportement des sandwichs métal-oxyde-métal. Nous proposerons des interprétations des résultats expérimentaux.

CHAPITRE I

RAPPELS THEORIQUES

I - EFFET TUNNEL

1° Historique

2° Equations fondamentales

a) Cas d'une faible différence de potentiel

b) Cas des tensions élevées

3° Influence de la force image

4° Influence de la constante diélectrique

5° Influence de la température

II - EFFET SCHOTTKY

III - COURANTS LIMITES PAR LA CHARGE D'ESPACE

1° Isolant parfait

2° Influence des pièges

3° Influence de la température

Un champ électrique intense appliqué transversalement à un très mince film diélectrique y provoque le passage d'un courant beaucoup plus élevé que celui qui est prévu par la théorie simple, classique de la conductibilité. Ce transfert d'électrons d'une électrode à l'autre à travers la couche isolante peut s'expliquer en faisant appel aux 3 mécanismes suivants :

- courant limité par la charge d'espace
- effet Schottky
- effet tunnel

Dans le cas général ces phénomènes sont superposés, mais leur importance relative est essentiellement fonction de l'épaisseur de l'isolant : ainsi l'effet tunnel serait prépondérant pour des épaisseurs inférieures à $80 \text{ \AA}$, les deux autres mécanismes ne devenant sensibles que pour des épaisseurs supérieures à $100 \text{ \AA}$.

Nous allons rappeler les théories actuellement admises pour ces trois phénomènes.

I - EFFET TUNNEL

1° Historique

Après les premiers travaux de Fowler et Nordheim sur l'émission de champ, Frenkel donne, en 1930, pour le courant électrique en fonction de la tension appliquée, les expressions approchées, valables à 0°K, des termes linéaire (basse tension) et quadratique (haute tension) obtenus. Son approximation admet une barrière de potentiel rectangulaire associée à l'isolant et la relation énergie-moment parabolique classique pour les électrons faisant intervenir la masse de l'électron libre dans les métaux et l'isolant. Pour des champs assez élevés, la densité de courant suit l'équation de l'émission de champ de Fowler et Nordheim.

Sommerfeld et Bethe (4), et plus tard Holm et Kirstein (5) ont

introduit dans le calcul de la résistance ohmique, à 0°K l'influence des forces images dans la région de la barrière de potentiel.

Récemment Stratton (6), puis Simmons (7) et enfin Forlani et Minnaja (8) ont étendu les résultats précédents en faisant intervenir la force image et la température, et en envisageant le cas où les électrodes métalliques parallèles à l'isolant sont de natures différentes.

2° Equations fondamentales

Considérons une structure idéale métal-oxyde-métal avec des surfaces de séparation parfaitement planes et parallèles. Supposons que la couche mince isolante soit un diélectrique parfait dépourvu de pièges et d'une épaisseur suffisamment faible.

Désignons par s cette épaisseur dans la direction Ox . En utilisant le schéma classique de la théorie des bandes, nous représenterons l'isolant par une barrière de potentiel dont la hauteur en eV à l'abscisse x est $V(x)$ par rapport au niveau inférieur de la bande de conduction du métal 1 pris comme zéro (figure I, 1). La mécanique quantique indique qu'un électron peut traverser cette barrière avec une probabilité $D(E_x)$, dont l'expression en utilisant l'approximation BKW (9) est

$$(1) \quad D(E_x) = \exp \left\{ - \frac{4\pi}{h} \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{2m(V(x) - E_x)} dx \right\}$$

$E_x = \frac{1}{2} m v_x^2$ étant la composante de l'énergie d'un électron dans la direction Ox ,

m la masse de l'électron,

h la constante de Planck,

x_1 et x_2 les limites de la barrière de potentiel au niveau de Fermi.

Le nombre N_1 d'électrons, franchissant l'unité de surface de cette barrière par effet tunnel depuis l'électrode 1 jusqu'à l'électrode 2, est donné

par l'intégrale :

$$(2) \quad N_1 = \int_0^{v_m} v_x n(v_x) D(E_x) dv_x = \frac{1}{m} \int_0^{E_m} n(v_x) D(E_x) dE_x$$

où E_m est l'énergie maximum des électrons dans le métal au zéro absolu ;
 $n(v_x)dv_x$ le nombre d'électrons par unité de volume ayant des composantes de
 vitesse suivant l'axe Ox comprises entre v_x et $v_x + dv_x$.

En supposant une distribution isotrope des vitesses des électrons
 dans les électrodes métalliques, on a :

$$(3) \quad n(v) dv_x dv_y dv_z = \frac{2m^3}{h^3} f(E) dv_x dv_y dv_z$$

$f(E)$ étant la fonction de distribution de Fermi-Dirac.

L'expression de $n(v_x)$ en coordonnées polaires est :

$$(4) \quad n(v_x) = \frac{4\pi m^2}{h^3} \int_0^\infty f(E) dE_r$$

En tenant compte de (4) dans l'équation (2), on obtient alors :

$$(5) \quad N_1 = \frac{4\pi m}{h^3} \int_0^{E_m} D(E_x) dE_x \int_0^\infty f(E) dE_r$$

Le nombre N_2 d'électrons transmis par effet tunnel depuis le
 métal 2 jusqu'au métal 1 est donné par une expression analogue, en remar-
 quant que la transparence $D(E_x)$ de la barrière a la même valeur dans les
 deux sens. Si l'électrode 2 est portée à un potentiel positif V par rapport à
 l'électrode 1, nous aurons :

$$(6) \quad N_2 = \frac{4\pi m}{h^3} \int_0^{E_m} D(E_x) dE_x \int_0^\infty f(E + eV) dE_r$$

Le flux résultant d'électrons $N = N_1 - N_2$ passant du métal 1 au métal 2 sera :

$$(7) \quad N = \int_0^{E_m} D(E_x) dE_x \left\{ \frac{4\pi m}{h^3} \int_0^\infty [f(E) - f(E + eV)] dE_r \right\}$$

En posant :

$$y_1 = \frac{4\pi}{h^3} me \int_0^\infty f(E) dE_r$$

$$y_2 = \frac{4\pi}{h^3} me \int_0^\infty f(E + eV) dE_r$$

$$Y = y_1 - y_2$$

la densité du courant tunnel sera donnée par l'expression générale :

$$(8) \quad J = \int_0^{E_m} D(E_x) Y dE_x$$

Cette relation est valable quelles que soient les conditions de température, de tension et la forme de la barrière de potentiel.

Afin d'obtenir une expression relativement simple, on a l'habitude d'introduire des hypothèses simplificatrices qui, tout en restreignant la généralité des équations, permettent cependant d'obtenir des relations acceptables en supposant que la température est celle du zéro absolu, que la forme de la barrière de potentiel est celle de la figure I, 2, que les deux métaux sont identiques, et que la force image est négligeable.

Nous intégrerons l'équation (8) pour deux cas particuliers : d'abord une différence de potentiel inter-électrodes faible, ensuite une tension assez élevée.

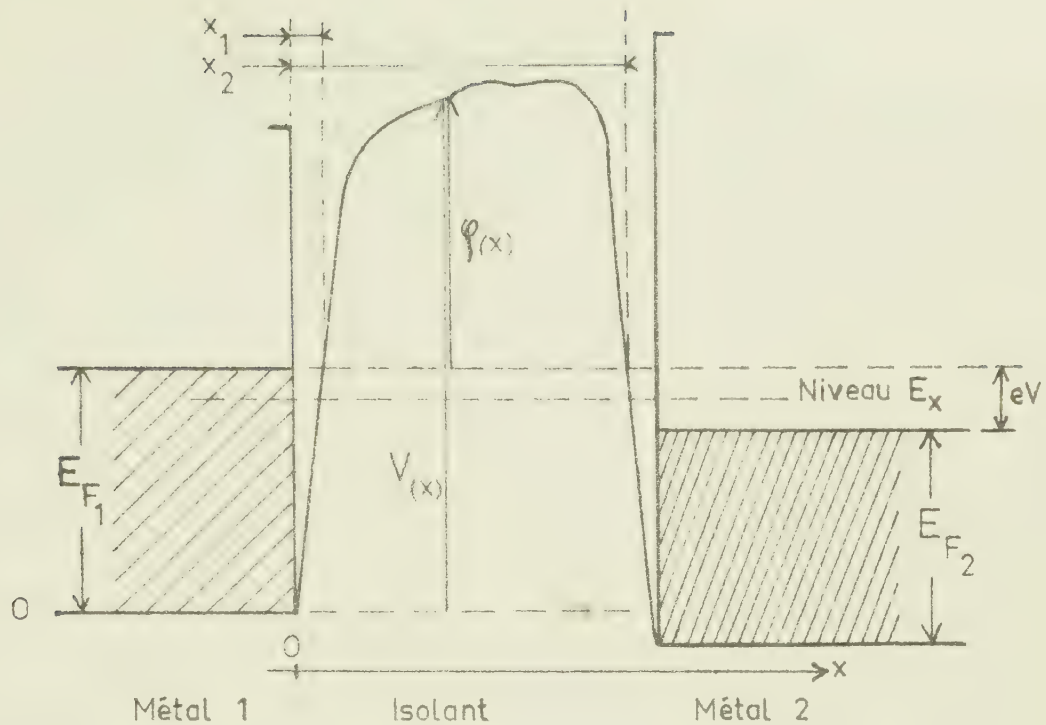


Figure I-1

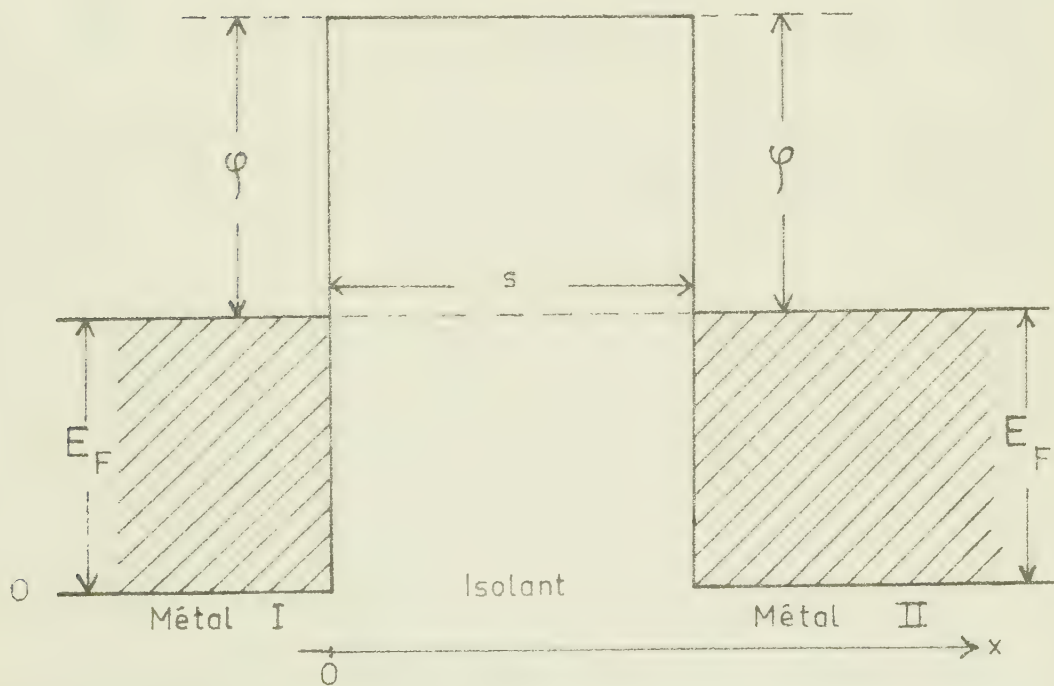


Figure I-2

a) Cas d'une faible différence de potentiel :

Pour des valeurs assez faibles de V , c'est-à-dire $eV \ll \varphi$, la forme de la barrière est celle de la figure I, 3. En utilisant l'approximation classique (4) on a :

$$(9) \quad \begin{cases} Y = \frac{4\pi m e}{h^3} eV & \text{pour } E_x \leq E_F - \frac{eV}{2} \\ Y = 0 & \text{pour } E_x > E_F - \frac{eV}{2} \end{cases}$$

$$(10) \quad E_m = E_F - \frac{eV}{2}$$

Ceci revient à adopter une barrière de potentiel équivalente rectangulaire de hauteur $E_F + \varphi - \frac{eV}{2}$ (tracée en pointillés sur la figure I, 3).

Le coefficient de transmission $D(E_x)$ s'écrit finalement :

$$(11) \quad D(E_x) = \exp \left\{ - \frac{4\pi s}{h} \left[2m \left(E_F + \varphi - \frac{eV}{2} - E_x \right) \right]^{1/2} \right\}$$

On porte alors (9) et (11) dans l'équation (8) et on tient compte de (10) pour intégrer. En introduisant de nouvelles simplifications (10), on aboutit à :

$$(12) \quad J = \frac{e^2 V}{4\pi h s^2} \left\{ (A \varphi^{1/2} + 1) \exp(-A \varphi^{1/2}) - \left[A \left(E_F + \varphi - \frac{eV}{2} \right)^{1/2} + 1 \right] \exp \left[-A \left(E_F + \varphi - \frac{eV}{2} \right)^{1/2} \right] \right\}$$

avec $A = \frac{4\pi s}{h} (2m)^{1/2}$

Pour les valeurs usuelles de E_F , φ et V , le deuxième terme de

la parenthèse est négligeable. De plus $A\varphi^{1/2}$ est très supérieur à 1. Une expression simplifiée de la densité de courant tunnel aux faibles tensions est donc :

$$(13) \quad J = \frac{e^2 (2m\varphi)^{1/2}}{sh^2} V \exp \left[- \frac{4\pi s}{h} (2m\varphi)^{1/2} \right]$$

L'expression (13) montre donc que, pour les très faibles tensions, le courant est proportionnel à celle-ci et la diode aura un comportement ohmique. On peut, à partir de cette expression, définir une "résistivité" tunnel de la couche par le rapport $r = \frac{V}{J}$. On a alors :

$$(14) \quad r = \frac{sh^2}{e^2 (2m\varphi)^{1/2}} \exp \left[\frac{4\pi s}{h} (2m\varphi)^{1/2} \right]$$

soit, en explicitant les valeurs numériques,

$$(15) \quad r_{\Omega \times cm^2} = 3,18.10^{-11} \frac{s}{\varphi^{1/2}} \exp(1,025 s \varphi^{1/2})$$

b) Cas des tensions élevées :

On envisage ici des valeurs de tensions telles que eV soit supérieur à φ , travail de sortie du métal dans l'isolant. La figure I, 4 montre l'aspect de la barrière de potentiel dans ce cas.

Pour simplifier, on peut supposer $N_2 = 0$. Cette approximation devient rigoureusement exacte quand le niveau de Fermi de l'électrode 2 est situé en dessous du bas de la bande de conduction de l'électrode 1, ce qui se produit quand $eV \gg E_g$; dans ces conditions, les électrons ne peuvent passer par effet tunnel du métal 2 au métal 1 en raison de l'absence de niveaux disponibles. On écrit alors :

$$Y = \frac{4\pi me}{h^3} \int_{E_x}^{\infty} f(E) dE \quad \text{d'où}$$

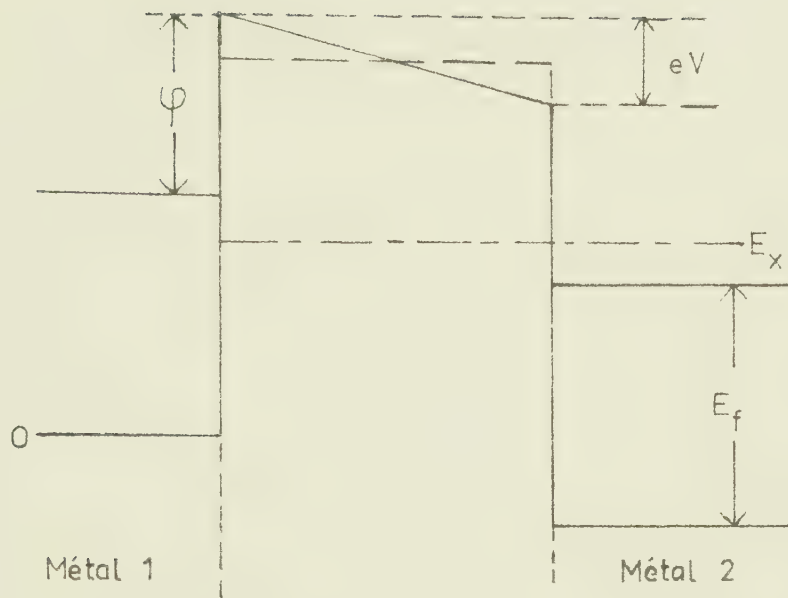


Figure I.3

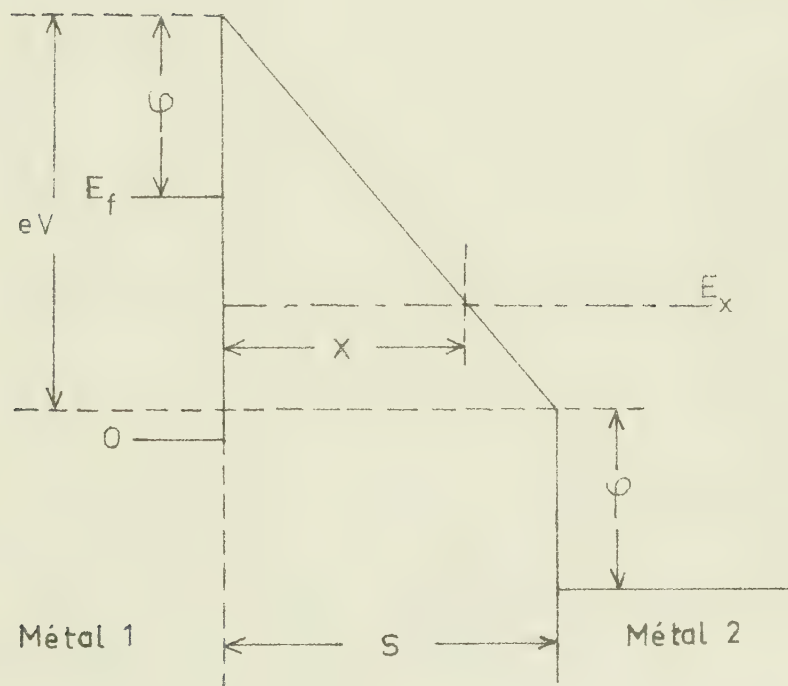


Figure I.4

$$(16) \quad J = \frac{4\pi me}{h^3} \int_0^{E_m} D(E_x) dE_x \int_{E_x}^{\infty} f(E) dE$$

Avec les conditions :

$$f(E) = 1 \quad \text{pour } E \leq E_F$$

$$f(E) = 0 \quad \text{pour } E > E_F$$

$$E_m = E_F$$

$$(17) \quad \text{on a} \quad \int_{E_x}^{\infty} f(E) dE = E_F - E_x$$

$$(18) \quad \text{et} \quad D(E_x) \simeq \exp \left\{ - \left[8\pi (2m)^{\frac{1}{2}} \frac{x}{3h} \right] (E_F + \varphi - E_x)^{\frac{1}{2}} \right\}$$

A partir de la figure I, 5 on peut déduire l'expression

$$(19) \quad \frac{x}{E_F + \varphi - E_x} = \frac{s}{eV}$$

Ce qui conduit à :

$$(20) \quad D(E_x) \simeq \exp \left\{ - \left[8\pi \frac{(2m)^{\frac{1}{2}}}{3h} \frac{s}{eV} (E_F + \varphi - E_x)^{\frac{3}{2}} \right] \right\}$$

Cette dernière expression se simplifie. En effet :

$$(21) \quad (E_F + \varphi - E_x)^{\frac{3}{2}} \simeq \varphi^{\frac{3}{2}} \left[1 + \frac{3}{2} \frac{E_F - E_x}{\varphi} \right]$$

Finalement, en remarquant que l'intensité $E = \frac{V}{s}$ du champ électrique dans l'isolant est indépendante de E_x , on peut écrire :

$$(22) \quad J = \frac{4\pi me}{h^3} \exp \left[- \frac{8\pi}{3hs} \frac{(2m)^{\frac{1}{2}} \varphi^{\frac{3}{2}}}{F} \right] \times \int_{E_F - E_x = 0}^{E_F} (E_F - E_x) \exp \left[- \frac{4\pi}{heF} (2m\varphi)^{\frac{1}{2}} (E_F - E_x) \right] d(E_F - E_x)$$

Une expression approchée de l'équation (22) s'obtient en prenant pour limite supérieure l'infini au lieu de E_T (4) (10). La densité du courant tunnel aux hautes tensions s'écrit alors :

$$(23) \quad J_{\text{Amp/cm}^2} = \frac{e^3}{8\pi h \varphi} F^2 \exp \left[- \frac{8\pi (2m)^{1/2}}{3he} \frac{\varphi^{3/2}}{F} \right]$$

que l'on peut écrire de façon très condensée,

$$(24) \quad J = A V^2 \exp \left(- \frac{B}{V} \right)$$

en posant

$$A = \frac{e^3}{8\pi h s^2 \varphi} \quad \text{et} \quad B = \frac{8\pi s}{3he} (2m)^{1/2} \varphi^{3/2}$$

Ces expressions sont analogues à celles qui ont été obtenues récemment par d'autres auteurs. Celle donnée par Simmons a des coefficients légèrement différents :

$$A' = \frac{2,2 e^3}{8\pi h \varphi s^2} \quad \text{et} \quad B' = \frac{8\pi s}{2,96 he} (2m)^{1/2} \varphi^{3/2}$$

Mais l'influence prédominante du terme exponentiel et les variations importantes de J avec les paramètres s , φ et V , permettent de négliger de telles différences.

3° Influence de la force image :

La force image réduit la barrière de potentiel en arrondissant les parties angulaires et en diminuant sa largeur (Figure I, 5) ; par suite, le courant entre les électrodes sera plus important. Le potentiel image est une fonction hyperbolique ; en portant dans l'équation (1), on obtient une intégrale elliptique qui ne peut être résolue que numériquement dans le cas général.

Stratton a adopté pour ses calculs une forme parabolique ; Simmons utilise une fonction hyperbolique simple, plus voisine de la forme

réelle de la barrière. Les calculs restent encore assez compliqués et ne présentent, à l'heure actuelle, que peu d'intérêt pratique.

Bien que la résistivité tunnel prévue soit plus faible (7) en tenant compte de la force image, l'allure générale des courbes courant-tension reste la même.

4° Influence de la constante diélectrique :

Simmons a montré que les caractéristiques tunnel dépendent de la constante diélectrique ϵ de la couche isolante : le courant tunnel est d'autant plus important que cette constante est plus faible. Nous avons reproduit sur la figure I, 6 l'influence de cette constante diélectrique sur l'effet tunnel aux basses tensions d'après cet auteur. Ainsi, si la constante diélectrique est fonction de la température, la caractéristique courant-tension en dépendra aussi.

5° Influence de la température :

Les calculs précédents ont été effectués en supposant la température constante et égale à 0°K. Quand la température s'élève, il existe, au dessus du niveau de Fermi, des électrons susceptibles de franchir la barrière. En outre le coefficient de transmission augmente avec l'énergie.

Nous écrirons d'après les calculs de Chow (11) la relation :

$$(25) \quad J(T) = J(0) [1 + AT^2]$$

où A est un coefficient approximativement égal à $\frac{32 \pi^2 m s^2 k^2}{3 h^2 \bar{\varphi}}$; $\varphi(x)$ désigne la hauteur de la barrière de potentiel comptée à partir du niveau de Fermi, et $\bar{\varphi}$, sa valeur moyenne.

Pour des températures plus élevées, le caractère de l'émission change et ce sont les électrons situés au-dessus du niveau de Fermi qui apportent la contribution essentielle au courant J. A partir d'une certaine température, de nombreux électrons acquièrent une énergie supérieure au travail de sortie du métal dans l'isolant : on rejoint alors l'émission thermoélectronique caractérisée par l'équation de Richardson-Dushman.

II - EFFET SCHOTTKY

On a vu que la force image réduit la largeur de la barrière de potentiel. L'application d'un champ très important réduit en outre sa hauteur (figure I, 7). Pour un abaissement $\Delta\varphi$ suffisant, des électrons "thermoioniques" peuvent passer par dessus cette barrière : on a alors l'effet Schottky (12).

Nous allons établir la relation donnant dans ce cas le courant émis. Un électron, situé dans un isolant de constante diélectrique ϵ , à une distance x de la cathode, est attiré par celle-ci avec la force

$$(26) \quad f = \frac{e^2}{16\pi\epsilon\epsilon_0 x^2}$$

son énergie potentielle $\phi_0(x)$ est donc : $\phi_0(x) = \int_0^x f dx$ soit :

$$(27) \quad \phi_0(x) = - \frac{e^2}{16\pi\epsilon\epsilon_0 x}$$

L'équation (27) n'est plus valable au voisinage immédiat de la cathode ; en effet, quand x s'annule, $\phi_0(x)$ doit prendre la valeur $-\varphi$; où φ est le travail de sortie de la cathode.

Appliquons un champ électrique homogène $F = \frac{V}{s}$; l'énergie potentielle de l'électron, à une distance x du métal cathode, devient :

$$(28) \quad \phi(x) = - \frac{e^2}{16\pi\epsilon\epsilon_0 x} - eFx$$

Le potentiel présente un maximum $\phi_M = - \frac{e}{2} \sqrt{\frac{eF}{\pi\epsilon\epsilon_0}}$ pour

$$x_M = \sqrt{\frac{e}{16\pi\epsilon\epsilon_0 F}} \quad (\text{figure I, 8})$$

Cette valeur ϕ_M de l'énergie potentielle correspond à la réduction de travail de sortie $\Delta\varphi$ (figure I, 7). On a alors :

$$(29) \quad |\phi_M| = e\Delta\varphi \quad \text{avec} \quad \Delta\varphi = \left(\frac{e}{4\pi\epsilon_0}\right)^{1/2} \left(\frac{V}{\epsilon s}\right)^{1/2};$$

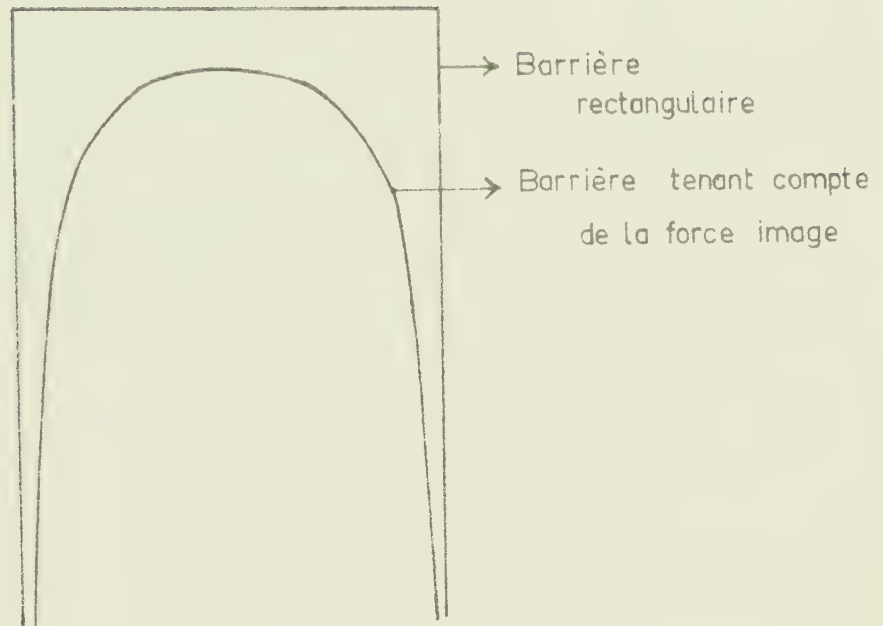


Figure I.5

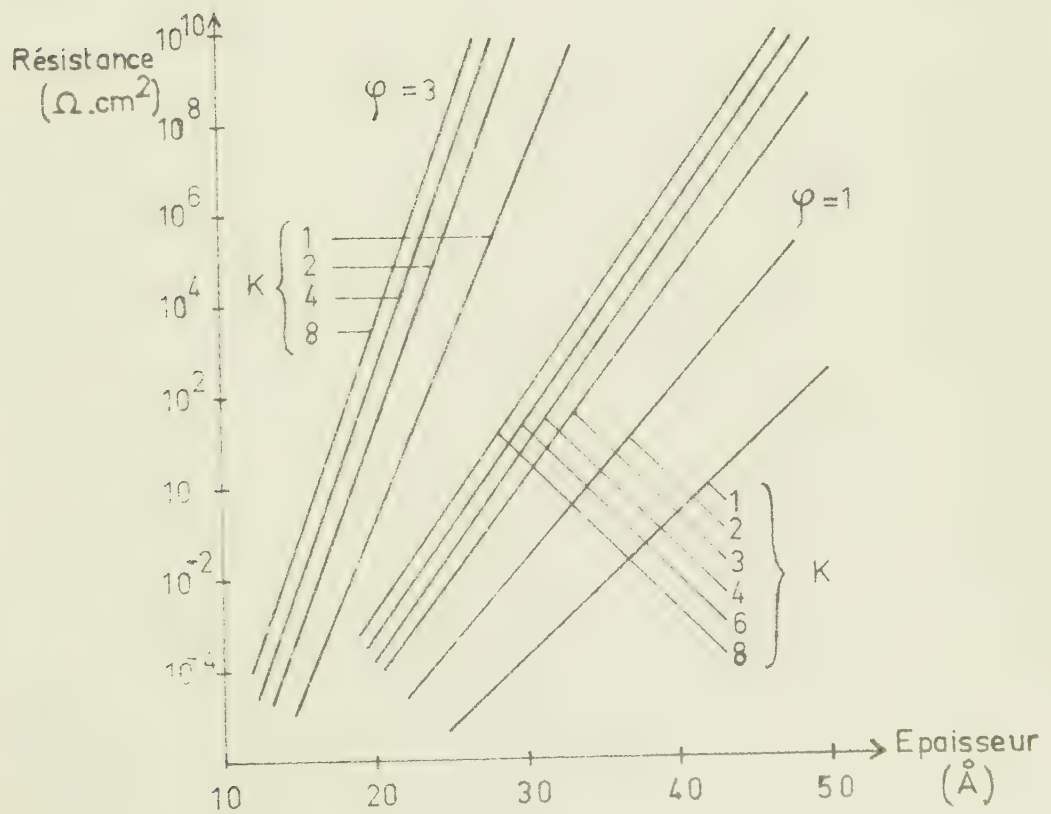


Figure I.6

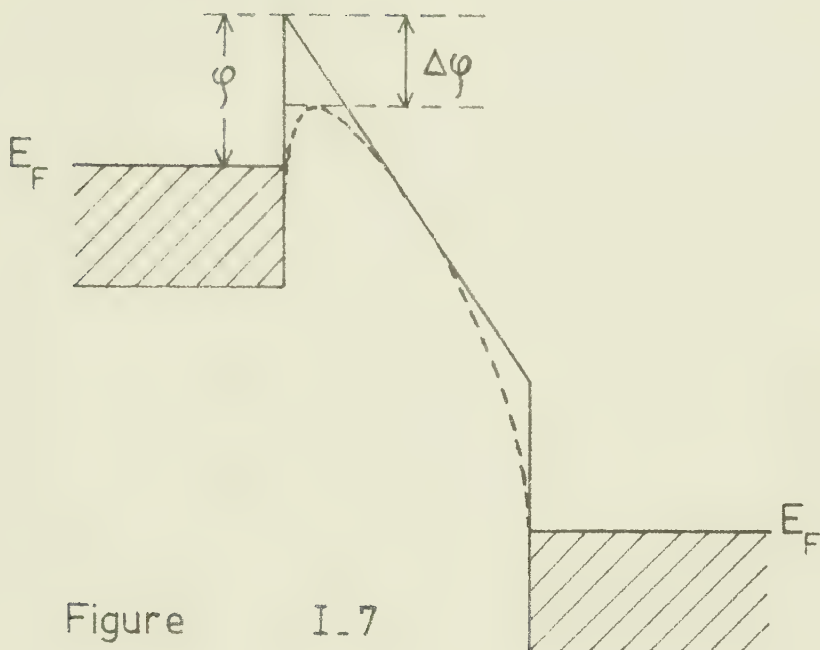


Figure I-7

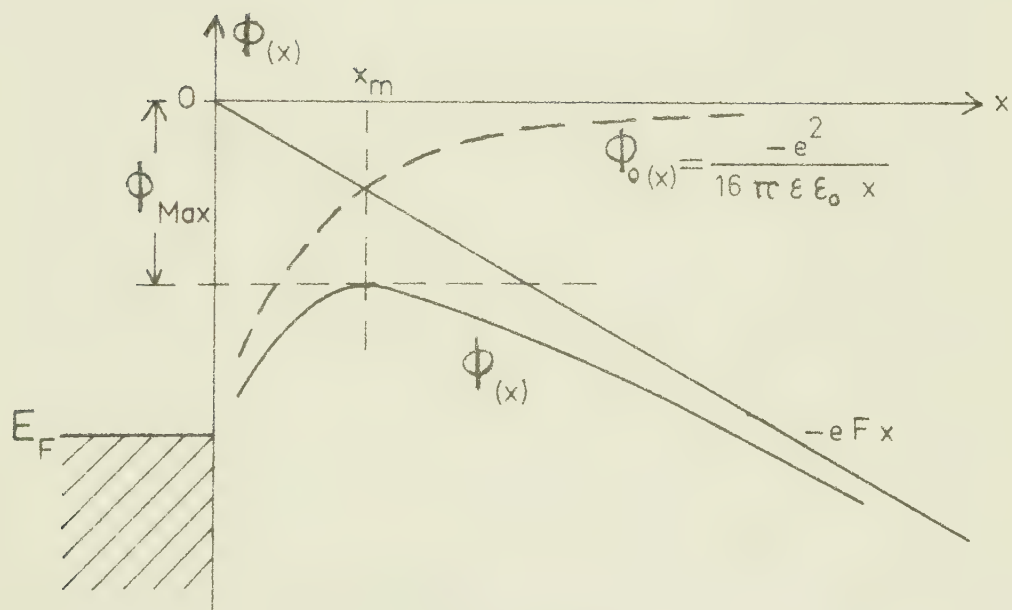


Figure I-8

L'équation de Richardson pour l'émission thermoélectronique est :

$$(30) \quad I = A T^2 \exp \left[-\frac{e\varphi}{kT} \right] ;$$

en tenant compte de l'effet Schottky, le nouveau travail de sortie est : $\varphi - \Delta\varphi$
d'où le courant Schottky

$$(31) \quad I' = A T^2 \exp \left[-\frac{e\varphi}{kT} \right] \exp \left[\frac{e\Delta\varphi}{kT} \right]$$

$$(32) \text{ soit : } I' = I \exp \left[\frac{e^{3/2}}{(4\pi\epsilon_0)^{1/2} kT} \left(\frac{V}{\epsilon s} \right)^{1/2} \right]$$

Considérons une couche d'alumine d'épaisseur $s=100 \text{ \AA}$, de constante diélectrique $\epsilon=8$, soumise à une tension $V=8 \text{ volts}$, la réduction du travail de sortie est $\Delta\varphi=0,38 \text{ eV}$. Cette réduction est considérable, si l'on tient compte de la valeur généralement admise pour le travail de sortie de l'aluminium dans l'alumine qui est voisin de 1 eV . Cette réduction peut permettre une émission thermoélectronique même à la température ordinaire. Ce phénomène est très sensible à la température. L'équation (31) donnera, pour une tension donnée, une représentation linéaire de $\text{Log } \frac{I'}{T^2}$ en fonction de $\frac{1}{T}$. En outre, en portant pour une température donnée $\text{Log } I'$ en fonction de V , nous obtiendrons une droite de Schottky.

III - COURANTS LIMITES PAR LA CHARGE D'ESPACE

Il est bien connu que, pour les diodes à vide, le courant est souvent limité par la charge d'espace. Dans un isolant, un effet analogue a été mis en évidence par Mott et Gurney (13) en 1940. Récemment Rose (14) et Lampert (15) en ont repris l'étude de façon plus complète. Ce phénomène apparait comme une simple conséquence de la théorie des bandes dans les solides.

Pour observer, dans un isolant, un courant limité par la charge d'espace deux conditions doivent être remplies :

- une des électrodes au moins doit présenter un contact ohmique avec l'isolant.

- l'isolant doit être relativement dépourvu de pièges.

Un contact est ohmique lorsque l'électrode fournit un excès de porteurs prêts à pénétrer dans l'isolant dès qu'une tension est appliquée. Le courant dans l'isolant ne dépend pas de la quantité de charges en excès pourvu que cet excès existe; la figure I, 9 donne, avec la représentation classique, un exemple de contact ohmique isolant-métal obtenu en utilisant un métal dont le travail de sortie est inférieur à celui de l'isolant.

Une analyse approchée des courants limités par la charge d'espace est effectuée en considérant que le système métal-isolant-métal constitue un condensateur de capacité C auquel on applique une différence de potentiel V . La charge concentrée sur les armatures est $Q = CV$ et le courant de charge d'espace $I = \frac{Q}{\tau}$, où τ est le temps de transit des charges entre les électrodes.

1° Isolant parfait :

L'isolant ayant une épaisseur s et une constante diélectrique ϵ , la capacité par unité de surface est : $C = \frac{\epsilon \epsilon_0}{s}$. Sous l'action d'une tension V la charge par unité de surface sera : $Q_s = \frac{\epsilon \epsilon_0}{s} V$.

Le temps de transit est donné par $\tau = \frac{s}{v}$, v étant la vitesse des électrons. En outre, la relation liant le champ électrique $F = \frac{V}{s}$ et la vitesse des électrons s'écrit $v = \mu F = \mu \frac{V}{s}$ où μ est la mobilité. La densité de courant $J = \frac{Q}{\tau}$ est alors, en tenant compte des expressions précédentes :

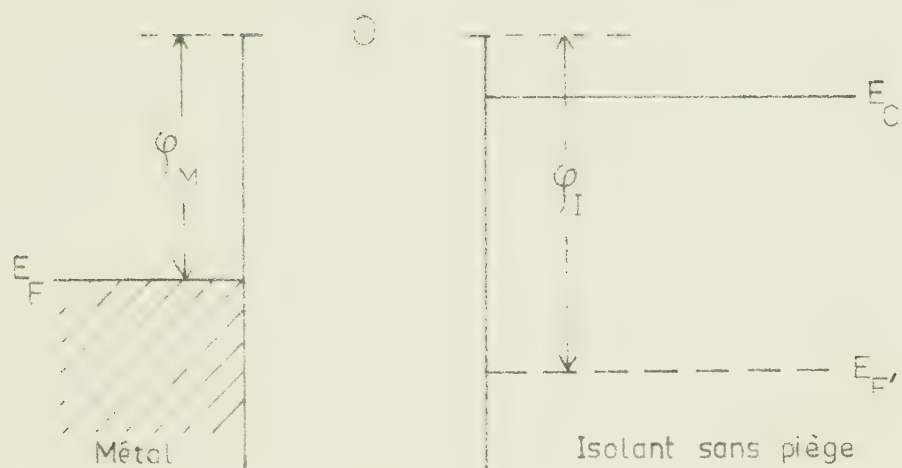
$$(33) \quad J = \mu \epsilon \epsilon_0 \frac{V^2}{s^3}$$

C'est la loi de Child pour les isolants.

2° Influence des pièges :

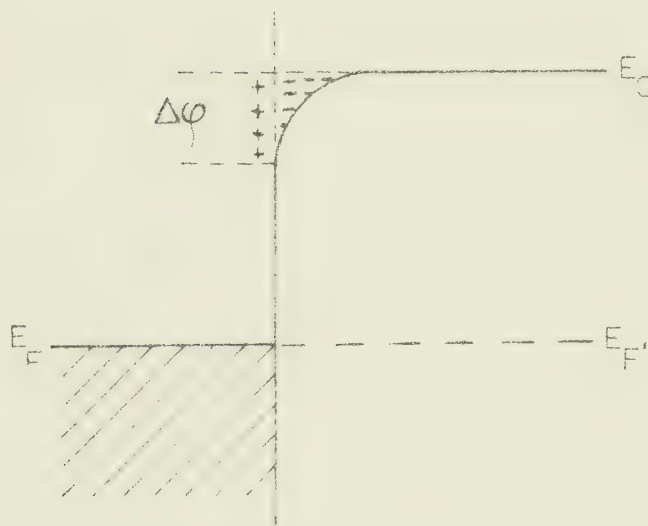
La présence de pièges dans l'isolant diminue la mobilité des porteurs et, par suite, l'importance des courants de charge d'espace.

Si l'isolant n'a que des pièges peu profonds, c'est-à-dire situés



φ_M : travail de sortie du métal

φ_I : " " " de l'isolant



$$\Delta\varphi = \varphi_I - \varphi_M$$

Contact ohmique

Figure I - 9

au voisinage de la bande de conduction, on aura équilibre thermique entre les électrons piégés et ceux de la bande de conduction. L'expression pour le courant est semblable à celle de l'équation (33) ; un terme de correction intervient en raison du fait que, pour une même charge totale induite, seule une fraction de celle-ci est libre.

La fraction θ des porteurs libres est déterminée par le nombre de pièges par unité de volume et par leur profondeur. Elle ne dépend pas de la tension appliquée tant que les pièges restent au voisinage immédiat de la bande de conduction. On a :

$$(34) \quad J = \theta \mu \epsilon \epsilon_0 \frac{V^2}{s^3}$$

où μ est la mobilité des porteurs libres. Le coefficient θ peut être voisin de 10^{-6} ce qui conduit à une correction considérable.

Dans le cas où l'isolant possède des pièges distribués en énergie, suivant la loi de distribution de ces pièges, on obtiendra des limitations de courant de formes différentes conduisant à des expressions telles que :

$$(35) \quad J \propto \frac{V}{s^2} \exp(\alpha V) \quad \text{ou}$$

$$(36) \quad J \propto \frac{V \left(\frac{T_c}{T} + 1 \right)}{s^3}$$

Dans le cas d'un isolant particulièrement impur, l'un quelconque de ces processus de limitation peut intervenir.

3° Influence de la température :

Pour un isolant parfait, le courant est proportionnel à la mobilité des charges libres. Le courant variera comme la mobilité. Lorsque l'on abaisse la température, la mobilité augmente ainsi que le courant.

Pour un isolant avec pièges, un accroissement de la température ne modifie pas la charge d'espace totale, mais accroît la fraction de cette charge présente dans la bande de conduction. Il en résulte une limitation plus grande du courant. L'expression (36) montre que, dans ce cas particulier de

distribution de pièges, un abaissement de la température entraîne une augmentation du courant.

En règle générale, on peut dire que les courants limités par la charge d'espace sont accentués aux basses températures.

CHAPITRE II

PREPARATION DES ECHANTILLONS

I - SYSTEME A VIDE

-

II - TECHNIQUES D'EVAPORATION

- 1° Choix et préparation du support
- 2° Evaporation du métal de base
- 3° Couche d'oxyde d'aluminium
- 4° Evaporation du monoxyde de silicium
- 5° Evaporation de l'électrode supérieure

Dans ce chapitre nous présenterons d'une part le système à vide utilisé, d'autre part les techniques de préparation des échantillons.

I - SYSTEME A VIDE

Notre dispositif (figure II, 1) comprend une pompe à palettes servant à l'amorçage d'une pompe Booster à fort débit (110 litres par seconde), suivie d'une pompe à diffusion à 4 étages. L'huile de silicone employée est du type DC 705 à faible tension de vapeur (10^{-9} torr à 23° C). Un baffle à ailettes, placé immédiatement au-dessus de la deuxième pompe secondaire, est refroidi à -30° C grâce à un système frigorifique empêchant toute remontée d'huile dans l'enceinte de travail. En outre, un piège à azote liquide permet la condensation des vapeurs résiduelles. L'enceinte d'évaporation est constituée par un cylindre de verre de 30 cm de diamètre et de 50 cm de hauteur fermé par deux plateaux en acier inoxydable. L'étanchéité entre parties métalliques est assurée par des joints en aluminium très pur ; celle de l'enceinte est réalisée à l'aide de joints en L en viton. Ce dernier matériau a été choisi en raison de sa faible tension de vapeur (10^{-9} torr) ; en outre il peut être étuvé à 200° C environ.

Ce dispositif nous permet d'obtenir très rapidement un vide de l'ordre de 10^{-8} torr et, lors des évaporations, la pression se maintient au voisinage de 10^{-7} torr.

L'enceinte d'évaporation et son aménagement intérieur doivent permettre d'effectuer les différentes opérations et manipulations, ainsi que d'étudier les couches obtenues sans les exposer à l'atmosphère du laboratoire. Le plateau inférieur est muni d'électrodes à haute intensité sur lesquelles sont disposées quatre sources d'évaporation, isolées par des écrans en molybdène afin d'éviter une contamination mutuelle. Le plateau supérieur est muni en son centre d'un cylindre de cuivre électrolytique, évidé sur une

partie de sa longueur, dont l'extrémité pleine comporte un logement dans lequel sera placée la plaque de verre servant de substrat à nos couches minces (figure II, 2). L'échauffement est assuré par effet Joule à l'aide d'une spirale chauffante placée dans la cavité extérieure du cylindre, cavité que l'on remplira d'azote liquide pour l'obtention des basses températures. Ainsi la température du dispositif est réglable ; elle est contrôlée par un thermocouple cuivre-constantan appliqué contre le support de verre par une vis de serrage.

Les évaporations successives nécessitent l'utilisation de caches fixés sur un plateau tournant dont le positionnement est assuré par un système de "cliquets" et le déplacement commandé de l'extérieur. Le même plateau porte une électrode qui servira d'anode dans les essais d'émission. Sur la dalle supérieure sont également fixés une jauge à vide Payard-Alpert du type immergée, qui est ainsi directement placée dans l'enceinte de travail, et tous les passages conducteurs assurant les différents contacts électriques dont nous aurons besoin.

II - TECHNIQUES D'EVAPORATION

Nous avons représenté sur la figure II, 3 un aspect général de la cellule d'étude que nous réalisons en couches minces superposées. Sur un support de verre (1) est déposée une couche d'aluminium (2) relativement épaisse ; celle-ci est oxydée superficiellement et sur l'oxyde (3) sont évaporées trois électrodes d'or disposées perpendiculairement à la première (4). Afin d'éviter tout claquage aux bords de la couche d'aluminium, on y dépose une couche de SiO_2 (5). Une série d'évaporations donne ainsi trois diodes identiques.

1° Choix et Préparation du Support :

Pour obtenir une couche mince homogène, uniforme et adhérente, un choix convenable du support et un nettoyage minutieux sont nécessaires.

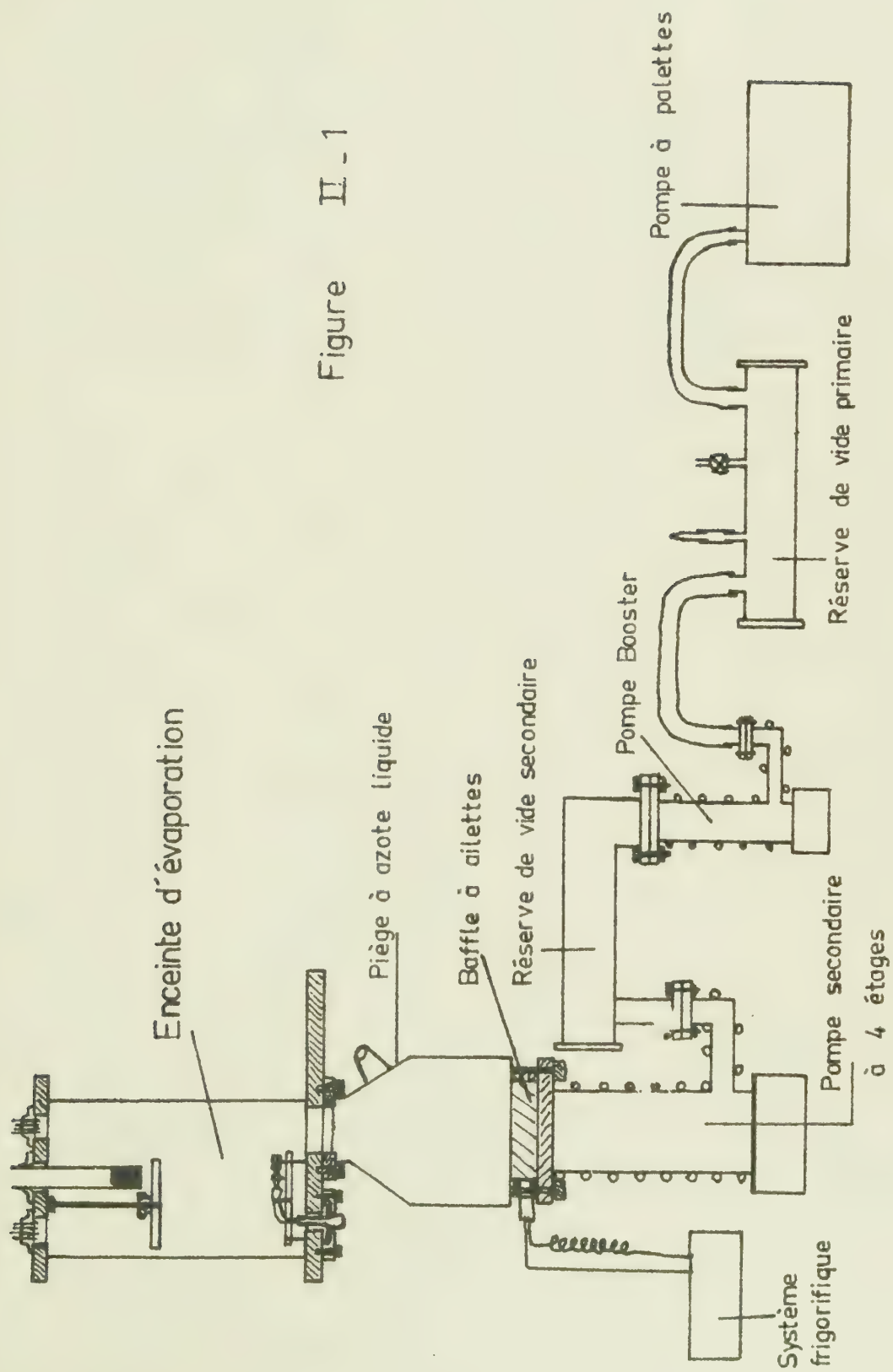


Figure II_1

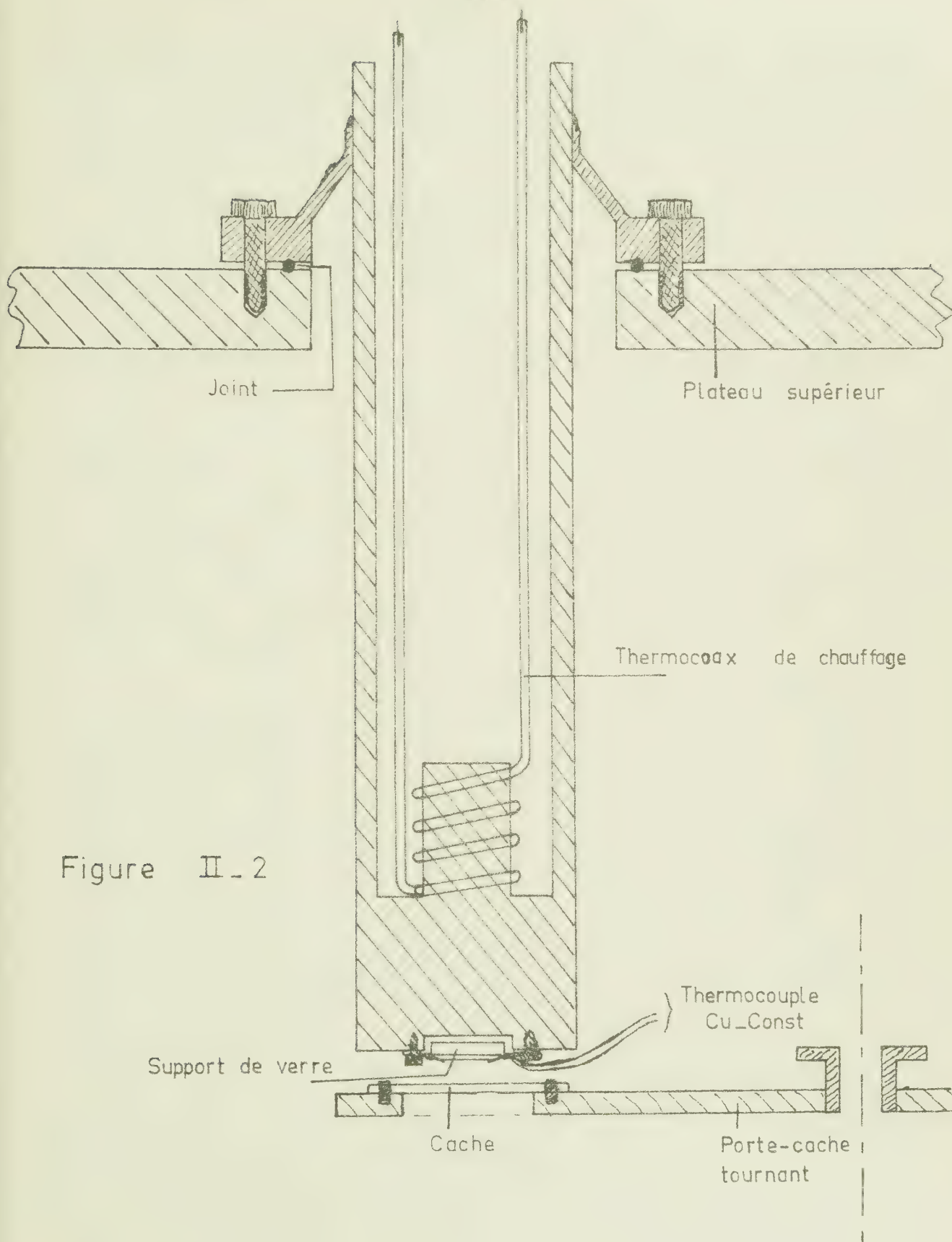


Figure II_2

Nous avons utilisé des plaques de verre porte-objets de microscope, taillées aux dimensions désirées et présentant un poli convenable. En effet, la technique d'évaporation sous vide accentue les irrégularités superficielles du support.

Afin de contrôler la résistance électrique des couches en cours d'évaporation, nous avons besoin de huit contacts (figure II, 3). Alors que dans la plupart des autres travaux sur les couches minces ces contacts sont réalisés à l'aide de vernis à l'argent, de soudures à l'indium ou par un effet de pression, nous avons employé une autre technique basée sur les soudures verre-métal.

Après avoir dépoli le verre, aux endroits choisis pour les contacts, dans de la vapeur d'acide fluorhydrique, on y étale une solution de chlorure de platine dans de l'essence de lavande. La plaque est ensuite placée dans un four à air, à une température de 520°C pendant deux heures environ. On obtient ainsi de très minces dépôts de platine, très bons conducteurs, présentant une excellente adhérence avec le verre, et sur lequel on pourra souder des fils de liaison, avec de l'étain par exemple.

Le problème du nettoyage du substrat est très important pour l'obtention de surfaces métalliques régulières et adhérentes. Il sera effectué juste avant l'emploi de la plaque de verre en évitant ainsi toute contamination ultérieure par dépôts atmosphériques tels que poussières ou humidité.

Dégraissée à l'acétone, la plaque est ensuite frottée énergiquement dans un mélange détergent à 50°C environ ; ceci présente, de plus, l'avantage de permettre la vérification de la bonne adhérence du dépôt de platine, et des soudures de contact. Elle est alors rincée abondamment à l'eau désionisée, puis séchée, et rincée à nouveau, pour terminer, à l'alcool méthylique fraîchement distillé.

Après fixation de la plaquette sur le support de cuivre de l'installation à vide, on peut parfaire le nettoyage grâce à une décharge électrique sous basse pression (de l'ordre de quelques dixièmes de torr).

Des résultats analogues sont obtenus par traitement thermique

à 200° C. Nous avons utilisé indifféremment ces deux techniques.

2° Evaporation du métal de base :

Nous avons choisi l'aluminium comme métal de base, en raison de sa commodité d'emploi, et de son oxydation aisée. Ce métal est en effet très facile à obtenir avec une grande pureté. Il s'évapore assez facilement sous vide. En outre, son point de fusion assez élevé (960° C) ainsi qu'une conductivité thermique et électrique élevée permettent une bonne résistance aux effets thermiques et au passage des courants électriques importants.

L'aluminium réagissant avec le tantale et le molybdène, même recouverts d'une couche d'alumine, nous avons utilisé comme élément chauffant une tresse de fils de tungstène de 32/10^e de millimètre de diamètre, préalablement dégazée par un traitement thermique énergique sous bon vide. De petits cavaliers d'aluminium pur (99,999 %) sont placés sur l'évaporateur à qui on a donné la forme de créneaux et qui est chauffé par effet Joule.

Le support de verre est placé à 20 cm environ de l'évaporateur. Cette distance a été choisie en fonction des deux impératifs suivants : une distance importante permet l'obtention d'une couche régulière ; mais d'autre part, celle-ci doit avoir une épaisseur suffisante en une seule opération. Pendant toute l'évaporation, la température du support est maintenue à 200° C. Une bonne homogénéité de la couche (13) est obtenue grâce à ce traitement thermique qui est poursuivi pendant plusieurs heures après l'évaporation.

Les impuretés superficielles libérées au début de la fusion de l'aluminium sont recueillies par un masque et la plaque de verre n'est exposée qu'en cours d'évaporation.

Contrôle de l'épaisseur :

Nous désirons obtenir une épaisseur suffisante pour permettre une évacuation rapide de la chaleur qui apparaît lors du passage du courant, et pour obtenir aisément une mince couche d'oxyde (100 Å et moins). Une épaisseur d'aluminium de l'ordre de 1 000 Å a paru suffisante. La détermi-

nation précise de cette épaisseur est superflue. Il suffit de contrôler qu'elle est assez importante. Pour cela nous suivons les variations de la résistance électrique du dépôt. La résistivité électrique d'une couche évaporée varie avec son épaisseur, mais pour des épaisseurs supérieures à 300 Å elle devient sensiblement constante bien que supérieure à sa valeur massique dans un rapport de 3 à 5 (17). En tenant compte des dimensions du film d'aluminium (4 mm sur 16 mm) l'épaisseur de 1 000 Å correspond à une résistance électrique nettement inférieure à une dizaine d'ohms.

3° Couche d'oxyde d'aluminium :

L'alumine est un excellent isolant et présente de bonnes qualités mécaniques. L'adhérence d'un oxyde sur son métal est liée à la structure épitaxiale de l'interface métal-oxyde. Elle décroît avec la multiplicité des centres distincts d'épithaxie et, à la limite, un film amorphe présente une faible adhérence.

La croissance de la couche d'oxyde se fait en plusieurs étapes : formation des germes, puis croissance et enfin obtention du film continu. On pourra avoir apparition de tensions dans la couche et création de dislocations.

a) Méthodes d'oxydation :

Deux techniques sont usuelles. L'oxydation anodique permet d'obtenir un oxyde peu poreux en partant d'une solution de citrate d'ammonium ou de borax et d'acide borique.

Nous avons également utilisé un bain d'acide tartrique à 3 %. Cette méthode conduit généralement à un décollement du film métallique support et à l'apparition de minuscules trous dans la couche d'aluminium. Elle ne permet l'obtention aisée de couches d'oxyde que pour des épaisseurs supérieures à 100 Å et l'on y trouve des inclusions de vapeur d'eau et d'hydroxyde d'aluminium.

Nous avons préféré l'oxydation à l'air sec ou en atmosphère

d'oxygène. Après évaporation et recuit sous vide de la couche d'aluminium, on introduit dans l'enceinte de l'oxygène débarrassé de toute trace d'humidité par circulation à travers un piège refroidi par de l'azote liquide. Des traitements thermiques à 210° C et de durées pouvant atteindre quinze heures nous ont permis d'obtenir des épaisseurs allant jusqu'à 80 Å.

b) Détermination de l'épaisseur :

Elle est effectuée après l'évaporation de la deuxième électrode métallique. On a alors réalisé un petit condensateur de capacité :

$$C = \frac{\epsilon \cdot S}{s}$$

où ϵ est la constante diélectrique de l'alumine,
 s l'épaisseur de l'oxyde,
 S la surface utile.

Nous avons adopté une constante diélectrique de 8, égale à celle de l'alumine massive. La mesure de la capacité, au pont d'impédance nous fournit ainsi l'épaisseur moyenne de la couche diélectrique. Cependant, l'effet tunnel est sensible aux très faibles variations d'épaisseur, en raison du caractère exponentiel du coefficient de transmission. On peut donc s'attendre à une différence entre l'épaisseur déduite de la mesure de capacité et celle déduite de la mesure de l'effet tunnel.

Une seconde méthode tenant compte de la variation de la résistance électrique de la couche d'aluminium lors de son oxydation peut être utilisée. Soit R la résistance sous vide de la couche d'aluminium, l'oxydation la faisant varier de ΔR , l'épaisseur d'oxyde est donnée par (18) :

$$s = 1,7 \frac{\Delta R}{R}$$

où E est l'épaisseur du film d'aluminium.

Pour être assez précise, cette méthode nécessite une bonne connaissance de l'épaisseur de ce film.

4° Evaporation du monoxyde de silicium :

a) Raison de l'emploi de S_iO : -----i-----

La couche d'aluminium déposée présente, sur les bords, des arêtes qui peuvent être assez vives. Il en sera de même pour la couche d'alumine qui croît à partir de cet aluminium de base. Après l'évaporation de la couche superficielle d'or, celle-ci, en se refroidissant, pourra se craqueler avec entraînement de l'oxyde sous-jacent, surtout au niveau de la discontinuité, ce qui peut provoquer un court-circuit entre les deux électrodes métalliques.

On dépose, par évaporation sous vide, une couche de monoxyde de silicium à cheval sur les bords de la couche d'aluminium et le verre sous-jacent. Cette couche de S_iO , bien que mince, est à la fois dure et résistante.

b) Techniques d'évaporation : -----

Nous disposons de monoxyde de silicium se présentant sous forme de poudre fine que nous avons évaporé à partir d'un creuset cylindrique en molybdène préalablement tapissé d'alumine et dégazé sous vide par chauffage prolongé. Le monoxyde de silicium s'évapore vers $1\ 500\ ^\circ\text{C}$ et son dépôt sur l'échantillon n'est permis, par déplacement d'un obturateur de protection, que quelques minutes après le début de l'évaporation. L'épaisseur de la couche de S_iO a été suivie par l'observation d'un dépôt sur une plaque de verre témoin. Elle a été limitée à une valeur voisine de $500\ \text{\AA}$, ce qui évite des actions mécaniques trop importantes sur les couches sous-jacentes. Elle présente alors une couleur jaune pâle très transparente.

5° Evaporation de l'électrode supérieure :

La couche supérieure, à travers laquelle des électrons peuvent éventuellement être émis dans le vide, est une mince bande d'or évaporé. Ce métal a été choisi en raison de nombreuses études dont il a été l'objet et il semblerait en outre qu'il provoque moins de dommages à la mince couche

d'alumine que d'autres métaux (Chambers-Thiise). Enfin son point de fusion de $1\ 063^{\circ}\text{C}$, permet à la couche d'or de subir des échauffements relativement importants lors du fonctionnement du dispositif.

Nous avons utilisé les deux techniques précédemment indiquées pour l'évaporation de l'or :

- Sur un fil de tungstène en forme de créneaux sont disposés des cavaliers d'or qui en fondant mouillent le tungstène, le recouvrent d'une mince pellicule d'or que l'on évapore ensuite.

- Un creuset de molybdène analogue à celui utilisé pour l'évaporation de S_2O , c'est-à-dire recouvert intérieurement d'alumine, contient quelques morceaux d'or. Il permet l'obtention d'une source relativement ponctuelle et évite le phénomène de pénétration sur les couches évaporées. En outre, un tel creuset peut servir pour un très grand nombre d'opérations.

Pour les mêmes raisons que lors du dépôt de l'aluminium la distance d'évaporation a été choisie égale à 20 cm.

Contrôle de l'épaisseur :

En ce qui concerne le contrôle de l'épaisseur de ce film d'or, nous avons indiqué précédemment que la résistivité d'une couche mince croît beaucoup quand son épaisseur diminue (17). Nous avons représenté sur la figure II, 4 les variations à 0°C de cette grandeur ρ pour une couche d'or déposée sur du verre. Il est alors aisé de déterminer l'épaisseur de la couche mince par simple mesure de la résistance.

Choix de l'épaisseur d'or :

Le passage d'électrons chauds à travers une mince couche métallique est d'autant plus aisé que son épaisseur est plus faible. La distance moyenne parcourue par les particules entre deux collisions dans le métal donne le libre parcours moyen. Si l'épaisseur à traverser lui est inférieure, la probabilité pour qu'un électron chaud traverse ce film et soit émis à l'extérieur est importante. La valeur du libre parcours moyen pour

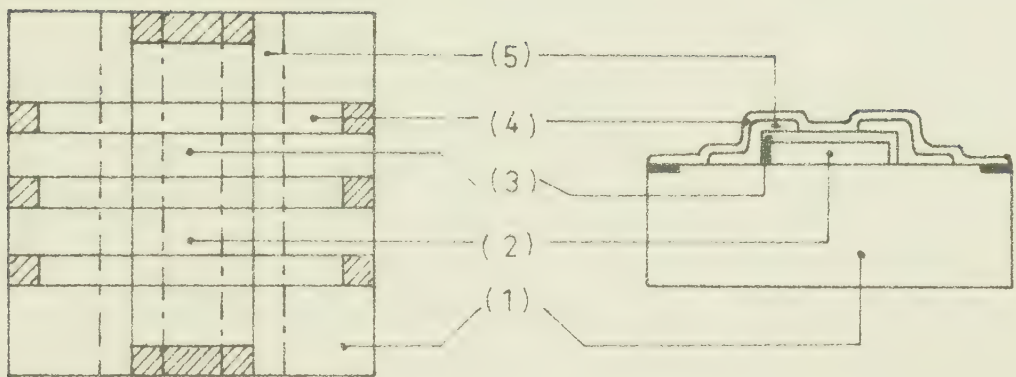


Figure II - 3

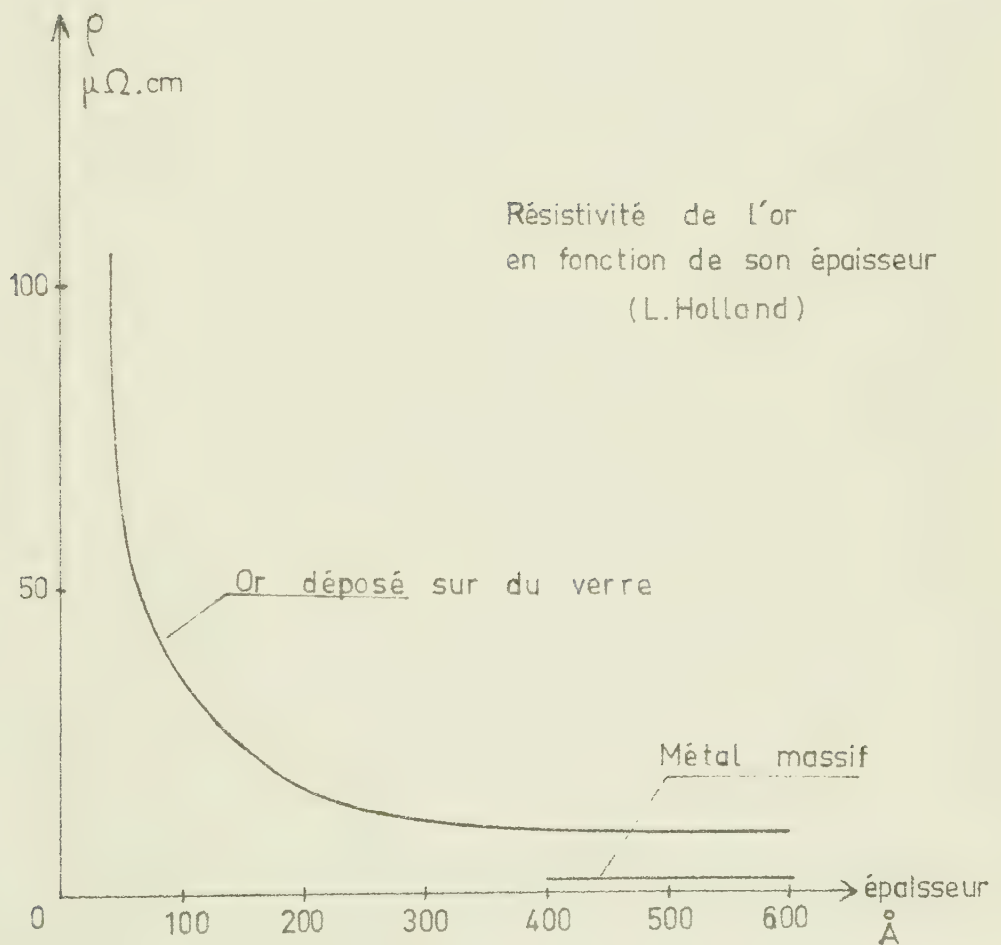


Figure II - 4

l'or varie, suivant les différents expérimentateurs (19) (20) (21), entre 100 Å et 700 Å.

La résistivité d'une telle couche est d'autant plus importante que l'épaisseur est plus faible. Il nous a fallu choisir une épaisseur satisfaisant à ces deux exigences : libre parcours moyen important, résistance pas trop élevée. Nous avons choisi d'évaporer des couches comprises entre 200 et 300 Å.

Une autre solution a été proposée par J. Cohen. Elle consiste à évaporer sur l'alumine une couche d'or très mince (60 Å), sur laquelle est évaporée une grille métallique assez épaisse en palladium par exemple. Les zones d'émission électronique se situent entre les mailles de cette grille qui assure alors le passage du courant de transfert traversant l'oxyde.

CHAPITRE III

ETUDE DE LA CONDUCTION

I - INTRODUCTION

II - TECHNIQUES DE MESURE

- 1° Tracé des caractéristiques par la méthode point par point
- 2° Enregistrement automatique
- 3° Courant électrique émis dans le vide

III - EVOLUTION REVERSIBLE DES DIODES

- 1° Caractéristique courant-tension
- 2° Influence de la température
- 3° Influence de l'épaisseur de l'oxyde
- 4° Influence de la pression gazeuse
- 5° Interprétation

...

IV - EVOLUTION IRREVERSIBLE DES DIODES

1° Considérations préliminaires

2° Caractéristique courant-tension

a) Polarité directe

b) Polarité inverse

3° Influence de la fréquence et de l'atmosphère gazeuse

4° Influence de la température

5° Essai d'interprétation

V - EMISSION D'ELECTRONS SOUS VIDE

1° Considérations générales

2° Résultats expérimentaux et interprétation

I - INTRODUCTION

Nous distinguerons deux parties dans le courant électrique traversant la couche d'oxyde : celui qui circule entre l'électrode de base et l'électrode superficielle, que nous appellerons courant de transfert, et le courant électronique émis dans le vide et collecté par l'anode extérieure. Nous désignerons par rapport de transfert l'expression

$$\frac{I \text{ (émis)}}{I \text{ (transfert)}}$$

Indiquons dès à présent que ce rapport est très faible et que l'émission électronique n'a lieu que pour des courants de transfert très importants.

Le passage d'un courant électrique à travers un film diélectrique peut y produire des modifications irréversibles. Nous sommes donc amenés à distinguer deux comportements de la couche mince d'alumine : l'une réversible pour laquelle il n'y a pas de modifications sensibles des propriétés électriques et l'autre irréversible avec des variations importantes des propriétés.

II - TECHNIQUES DE MESURE

L'étude de la conduction sera effectuée par le tracé de caractéristiques courant de transfert-tension en utilisant soit un relevé point par point, soit un enregistrement automatique. Les caractéristiques ont été tracées pour les deux polarisations aluminium positif, or négatif ; aluminium négatif, or positif.

1° Tracé des caractéristiques par la méthode point par point :

Pour des débits faibles nous avons utilisé une polarisation statique et la figure III, 1 représente le schéma de principe adopté : un galvanomètre

Sefram est utilisé pour la mesure de l'intensité du courant électrique, alors que la tension est déterminée à l'aide d'un voltmètre électronique Métrix 745 à forte impédance d'entrée ($100\text{ M}\Omega$) ce qui permet de ne pas introduire d'erreurs sensibles dans la mesure du courant. Afin de diminuer les risques de claquage de l'élément pour des débits importants nous avons aussi utilisé un dispositif à impulsions représenté sur la figure III, 2 ; les impulsions, d'amplitude variable, ont une fréquence de 50 Hz et une durée de quelques millisecondes. Les lectures sont alors effectuées sur un écran d'oscilloscope.

2° Enregistrement automatique :

Pour une prospection rapide nous avons aussi utilisé le dernier montage décrit avec des signaux en dents de scie fournis par un générateur très basse fréquence C. R. C. G B 64. Avec cet appareil les évolutions des caractéristiques ont également été suivies sur des enregistrements effectués avec un enregistreur X 17 Sefram LuX^{tr}ace. Le schéma du circuit de mesure est représenté sur la figure III, 3. Le générateur T. B. F. délivre des signaux présentant une variation linéaire aussi bien en tensions croissantes que décroissantes. Cependant, l'appareil présente une impédance de sortie de l'ordre de $10\text{ k}\Omega$ et dans certains cas les couches présentent une résistance faible ; nous avons utilisé un adaptateur d'impédance du type Darlington (figure III, 4). Il est nécessaire, en outre, d'apporter une correction aux courbes ainsi enregistrées. En effet, les couches d'or ont une épaisseur voisine de $300\text{ \AA}$ et par suite elles constituent une résistance en série de $5\text{ }\Omega$ environ avec la diode étudiée. Pour des débits importants, la chute de tension dans l'électrode d'or n'est pas négligeable.

3° Courant électronique émis dans le vide :

En face de l'élément d'étude et à 4 mm environ de celui-ci est placée une plaque de nickel qui sera portée à une tension de 150 volts par

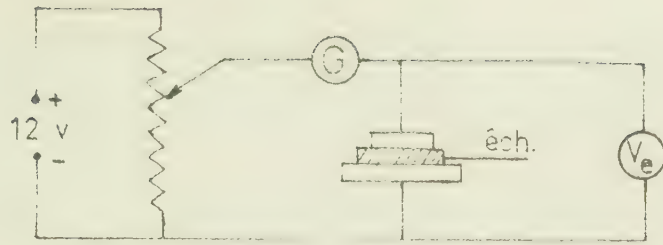


Figure III.1

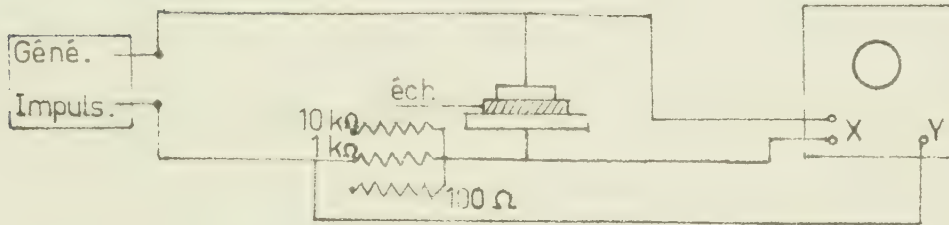


Figure III.2

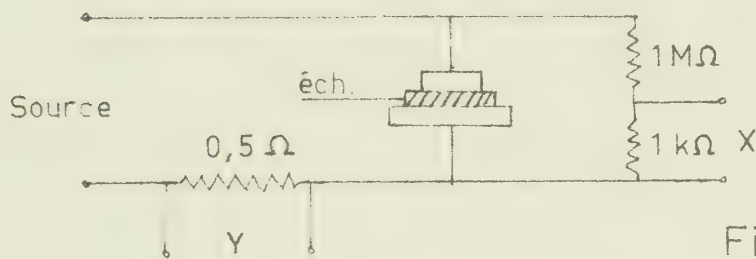


Figure III.3

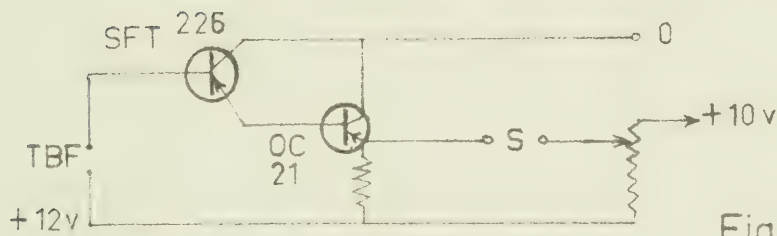


Figure III.4

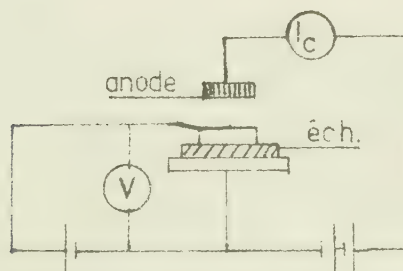


Figure III.5

rapport à la couche d'aluminium. L'amplitude du courant collecté est déterminée à l'aide d'un galvanomètre, suivant le schéma de la figure III, 5.

III- EVOLUTION REVERSIBLE DES DIODES

Nous allons exposer maintenant nos principaux résultats expérimentaux. Nous en donnerons ensuite une interprétation théorique.

1° Caractéristique courant-tension :

Nous avons tracé les caractéristiques courant-tension pour les deux polarisations directe ($Al^- Au^+$) et inverse ($Al^+ Au^-$). La figure III, 3 représente une telle courbe ; nous constatons que l'allure générale est la même pour les deux polarisations. Pour des tensions faibles, en général inférieures à 100 mV, le champ électrique dans la couche d'alumine est relativement peu élevé et le courant de transfert est sensiblement proportionnel à la tension appliquée, quel que soit le sens de la polarisation choisi.

Mais pour des tensions correspondant à des champs de l'ordre de 10^6 V/cm on constate que la variation du courant est beaucoup plus importante que celle de la tension figure III, 6. Dans ce domaine nous avons tracé la courbe donnant les variations de $\log \frac{I}{V^2}$ en fonction de $\frac{1}{V}$ (figure III, 7). On obtient généralement une droite de pente négative se courbant pour les faibles valeurs de la tension. On a alors entre courant et tension une relation de la forme :

$$I = A V^2 \exp \left(- \frac{B}{V} \right)$$

où A et B sont des constantes.

Il semble donc que l'on soit en présence d'un effet tunnel qui est caractérisé par un comportement ohmique aux basses tensions et exponentiel aux tensions élevées.

Ajoutons que si les deux caractéristiques ont même allure

générale (figure III, 6) le courant inverse est plus important pour une même polarisation que le courant direct. Le résultat est général pour ces structures à couches superposées dissymétriques. Il correspond à un redressement, mais le taux de redressement est beaucoup plus faible qu'avec les redresseurs classiques.

En accord avec les résultats théoriques de Forlani et Minnaja et Simmons (22), nous avons parfois observé un changement de sens de cet effet. Le courant direct supérieur au courant inverse pour des tensions inférieures à 0,8 V devient inférieur au delà.

Les figures présentées dans ce paragraphe ont été tracées par la méthode statique point par point. Nous n'avons pas observé de différences en utilisant la technique d'impulsions ou les tracés automatiques.

2° Influence de la température :

Alors qu'une variation de la température a une faible influence sur un transfert d'électrons par effet tunnel, elle engendre une très grande variation dans le cas d'un mécanisme par effet Schottky ou limité par la charge d'espace. Une étude du courant de transfert en fonction de la température permettra de mieux connaître l'origine du courant observé.

Cependant, le tracé des caractéristiques effectué à des températures nettement supérieures à la température ambiante entraîne une rapide destruction des diodes. Nous avons préféré effectuer les mesures essentiellement à des températures inférieures.

En passant de la température ambiante à celle de l'azote liquide, l'allure générale de la caractéristique est inchangée. Ainsi un effet de redressement a encore lieu, dans le même sens. Cependant, à tension égale, le courant obtenu alors est toujours inférieur au précédent (de l'ordre de 15 %) (figure III; 8).

Nous avons représenté sur la figure III, 9 les variations du courant en fonction de la température, pour des tensions statiques de 100 mV

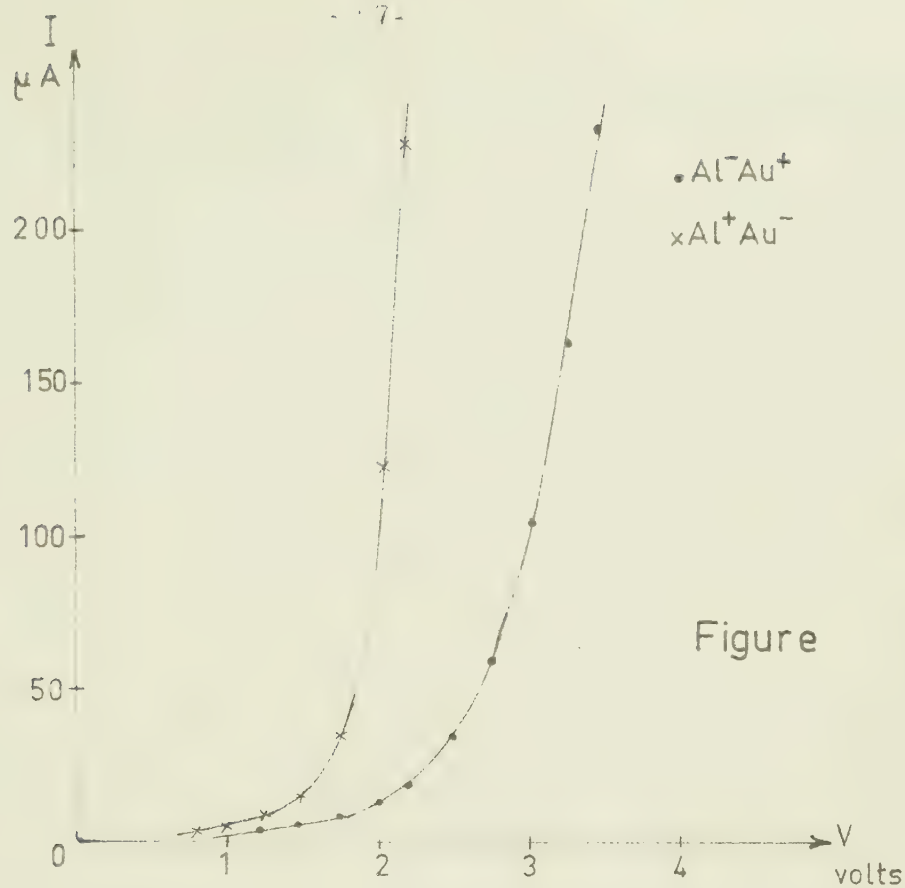


Figure III_6



Figure III_6 bis

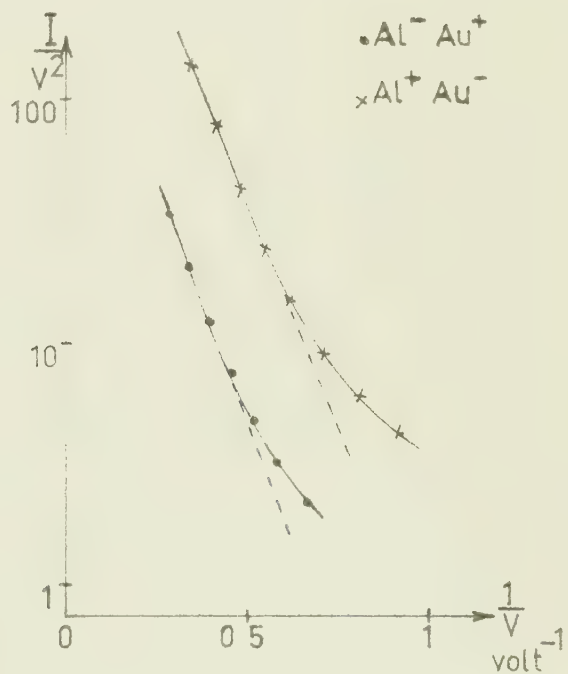


Figure III_7

et 0,8 V. Ces résultats confirmeraient la prédominance de l'effet tunnel.

3° Influence de l'épaisseur de l'oxyde :

En faisant varier le temps d'oxydation de l'aluminium, il est possible d'obtenir des épaisseurs d'oxyde variées. Leurs valeurs sont déterminées par mesure de la capacité.

La mesure du courant tunnel aux très basses tensions permet aussi d'obtenir l'épaisseur d'après la formule (45), obtenue au premier chapitre.

$$r_{\Omega \times \text{cm}^2} = 3,18.10^{-11} \frac{\text{s}}{\varphi^{1/2}} \exp(1,025 \varphi^{1/2} \text{s}).$$

Nous supposons que le travail de sortie de l'aluminium dans son oxyde est voisin de 1 eV en accord avec les travaux de Simmons (23) et nous adopterons 100 mV comme tension de mesure.

On a représenté sur la figure III, 10 d'une part la variation de l'épaisseur tunnel déduite de (45), et d'autre part la variation de l'épaisseur déduite des mesures de capacité, en fonction de la résistance tunnel de chaque échantillon.

On voit que l'épaisseur mesurée par capacité est toujours supérieure à celle déduite de l'effet tunnel. Ce résultat serait dû essentiellement à l'irrégularité de nos couches minces. L'effet tunnel, très sensible aux variations d'épaisseur, nous donne la valeur la plus faible de l'épaisseur de l'oxyde, alors que la mesure de la capacité fournit une valeur moyenne.

Remarquons que l'écart entre ces valeurs devient très important pour des résistances tunnel élevées. Ceci signifierait qu'à partir d'une certaine épaisseur, le courant à très basse tension est essentiellement un courant de conduction ohmique ; effectivement, pour des épaisseurs supérieures à 60 Å, la variation de résistance devient sensiblement proportionnelle à la variation d'épaisseur mesurée par capacité, tandis que pour les

épaisseurs inférieures à $60 \text{ \AA}$ le courant observé aux très faibles champs est dû surtout à l'effet tunnel.

4° Influence de la pression gazeuse :

Nos mesures ont été généralement effectuées sous bon vide (de l'ordre de 10^{-8} torr). Il nous a semblé intéressant d'étudier l'influence d'une atmosphère gazeuse. Nous avons procédé à des entrées progressives d'azote ou d'oxygène dans l'enceinte de travail et avons alors constaté une diminution des courants de transfert. Une telle variation s'est parfois accompagnée d'une transformation de l'élément d'étude, c'est-à-dire qu'après une telle exposition on ne retrouve pas les valeurs de courant mesurées avant l'entrée du gaz.

Mais le courant de transfert sous vide reste toujours supérieur à celui que l'on obtient en atmosphère gazeuse. En outre, une plus grande instabilité est observée dans ce dernier cas. Ajoutons que nous n'avons pas observé d'effet important lié à la nature du gaz introduit.

5° Interprétation :

On a déjà été conduit à admettre que le transfert électronique se faisait par effet tunnel. On peut le confirmer d'après les particularités des trois processus de transfert électronique que nous avons présentés au début de ce mémoire. Rappelons-en les caractéristiques essentielles. Si le courant est dû à un effet Schottky on doit trouver une relation linéaire entre $\text{Log } I$ et $\sqrt{V}$ pour une température donnée. En outre une relation linéaire entre $\text{Log } \frac{I}{T^2}$ et $\frac{1}{T}$ pour une tension donnée sera obtenue.

La figure III, 11 qui résume les résultats expérimentaux dans ces représentations montre que cette interprétation est à rejeter.

Si le courant est limité par la charge d'espace, son intensité doit être proportionnelle au carré de la différence de potentiel appliquée et, en outre, variant comme la mobilité des électrons, elle devra croître pour des températures décroissantes. Ceci est en contradiction avec nos résultats.

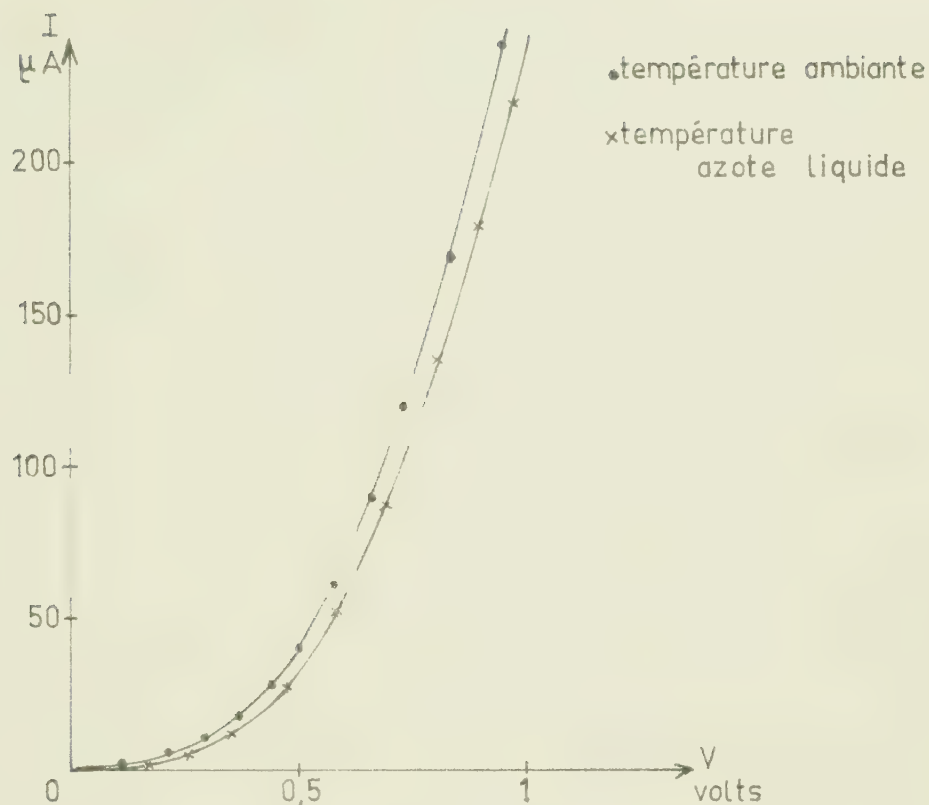


Figure III - 8

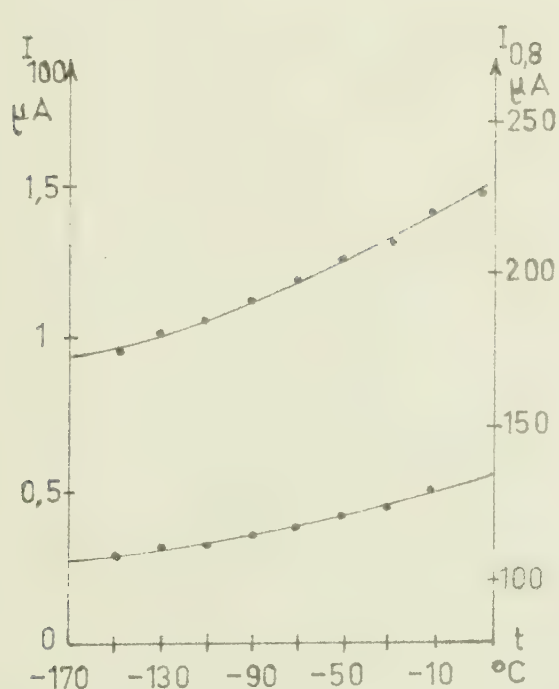


Figure III - 9

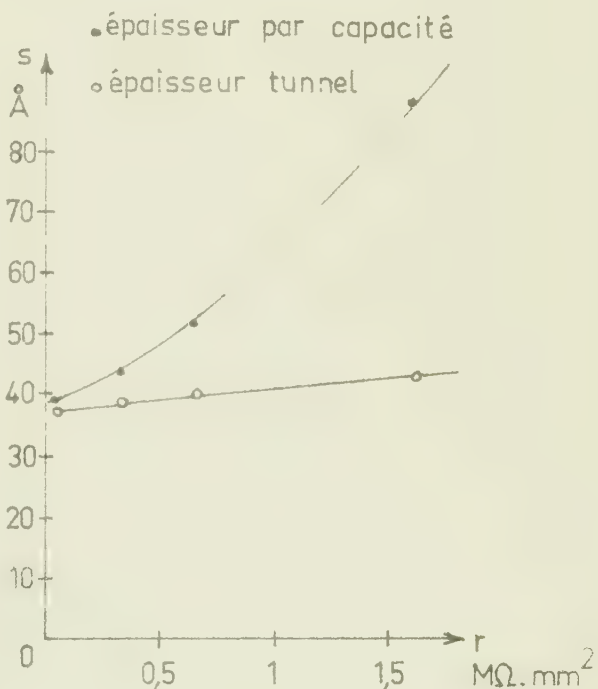


Figure III - 10

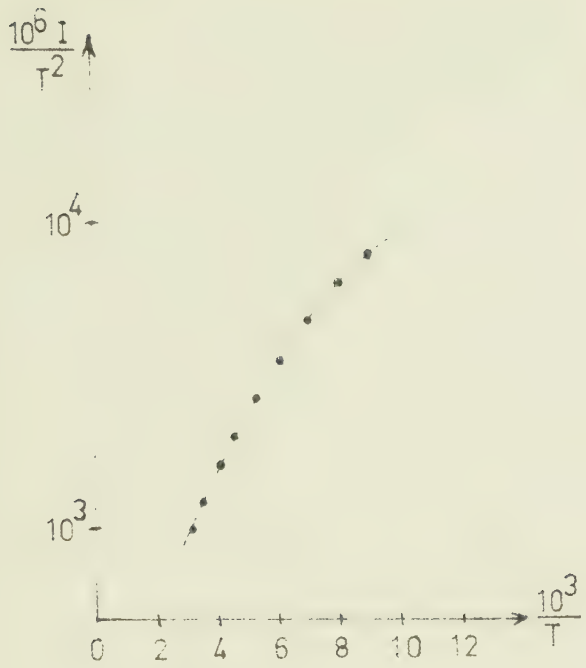


Figure III_11

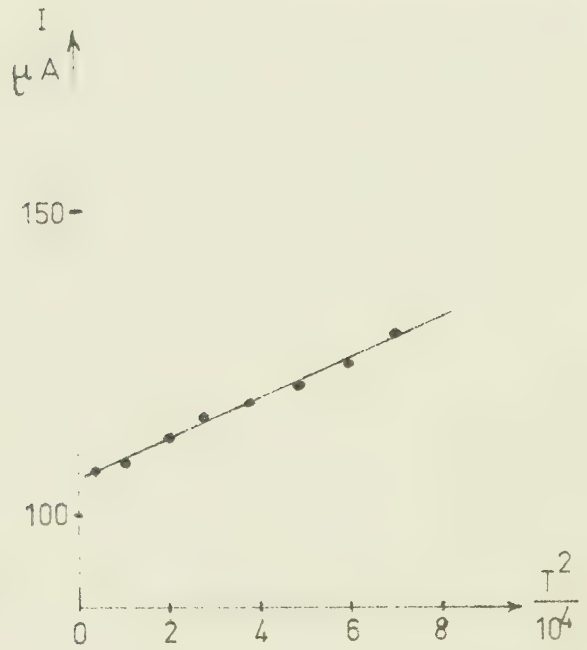


Figure III_12

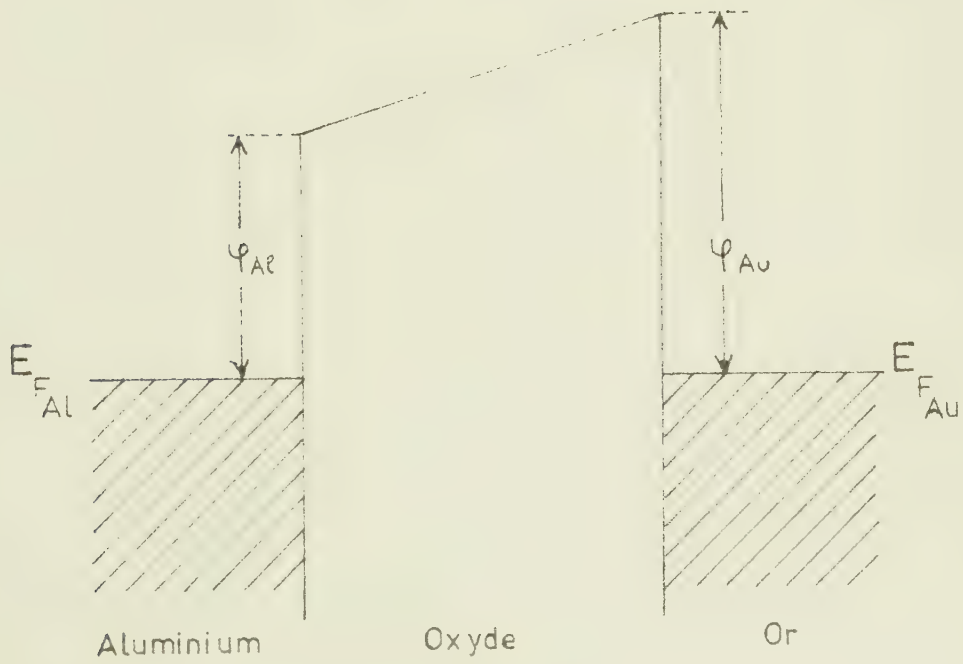


Figure III_13



La théorie de l'effet tunnel rend compte de façon satisfaisante du phénomène de conduction dans nos couches. En effet les caractéristiques courant-tension présentent bien une zone linéaire pour les très basses tensions, alors qu'aux tensions élevées on a bien obtenu une droite pour les variations de $\text{Log } \frac{I}{V^2}$ en fonction de $\frac{1}{V}$. En outre, Chow a montré qu'en fonction de la température le courant tunnel satisfait à une relation de la forme :

$$I(T^\circ\text{K}) = I(0^\circ\text{K}) + \alpha T^2$$

La courbe de la figure III, 12 représentant les variations de $I(T^\circ\text{K})$ en fonction de T^2 peut être, en première approximation, assimilée à une droite.

En ce qui concerne l'effet de redressement, il est aisément interprétable en tenant compte des travaux de sortie des deux métaux : pour l'or celui-ci est voisin de 4,7 eV alors que pour l'aluminium il est de l'ordre de 3 eV. La barrière de potentiel a la forme indiquée sur la figure III, 13. A tension extérieure égale, le champ dans la couche d'alumine est plus important quand l'aluminium est positif par rapport à l'or, et par suite, le courant tunnel sera plus élevé avec cette polarité qu'avec la polarité inverse.

L'influence de l'environnement gazeux sur le comportement électrique de nos structures peut s'expliquer en admettant l'existence de pores dans la couche isolante et de trous dans le mince film d'or superficiel. Cette hypothèse est vraisemblable compte tenu des résultats d'autres chercheurs (24).

Lors d'une remontée de pression ces pores se remplissent de gaz passant à travers la pellicule d'or. Les conditions de transfert à travers l'oxyde seront modifiées. Les transformations irréversibles que l'on peut alors observer seraient dues à un effet mécanique, auquel s'ajouterait l'influence toujours néfaste de traces de vapeur d'eau.

IV - EVOLUTION IRREVERSIBLE DES DIODES

1° Considérations préliminaires :

Dans l'état actuel de nos techniques, pour avoir une émission dans le vide utilisable, il faut un courant de transfert relativement élevé ; la couche subit alors d'importantes transformations. En effet, la caractéristique courant-tension a un aspect très différent de celui que l'on observe à bas débit. Les modifications de la couche sont irréversibles et il est possible d'atteindre un état relativement stable pour lequel on observe des phénomènes de conduction intéressants.

Entre l'état stable initial des mesures à bas débit et le nouvel état stable à débit élevé, la couche est instable en raison de son évolution progressive. Les caractéristiques se modifient, souvent de façon erratique, et, plus ou moins rapidement d'une diode à l'autre. Cependant, si les diodes sont maintenues à la température de l'azote liquide, il devient plus difficile de passer du premier au second état. Les transformations subies proviendraient de l'échauffement de l'élément d'étude lors du passage du courant électrique, auquel s'ajoute l'action du champ accélérateur très important dans l'oxyde.

Nous disons que la diode a atteint un état stable dans un domaine de transformations "irréversibles", lorsque, pour une même tension de crête, le courant obtenu est sensiblement le même d'un tracé de caractéristique courant-tension au suivant. Nous allons étudier en détail ce domaine.

Rappelons que, pour cette étude, les tracés de caractéristiques ont été effectués, en très basses fréquences, en utilisant un enregistreur X Y. Généralement nous utilisons une fréquence de 1,24 cycle par seconde c'est-à-dire qu'un tracé nécessite 25 secondes.

2° Caractéristique courant-tension :

Les phénomènes observés dépendent de la polarité de la tension appliquée aux électrodes.

a) Polarité directe $Al^- Au^+$:

Après stabilisation de la couche, la caractéristique $I(V)$ présente une zone à résistance négative correspondant à un changement semi-permanent dans la conductivité de la diode (figure III, 14).

Lors du tracé par tension croissante, le courant augmente d'abord rapidement (partie (a) de la courbe) ; mais pour une tension voisine de 3 volts, il passe par un minimum (partie (b) de la figure III, 14), puis augmente à nouveau (partie (c) de la courbe). En tension décroissante, à partir de la valeur de crête précédente, la caractéristique présente le même aspect général. Cependant le minimum a lieu pour des valeurs plus faibles de la tension et de l'intensité ; en outre le domaine à résistance négative est plus étroit en tension (partie (d) de la courbe de la figure III, 14). En fin de tracé, on rejoint approximativement la courbe initiale (partie (a) de la courbe).

Nous avons mis en évidence avec les parties (a) et (d) de la caractéristique, deux types de conductivité. En outre, avec cette polarité directe, la caractéristique que nous venons d'étudier n'est pas obtenue immédiatement, mais, après stabilisation de la couche, plusieurs tracés successifs sont nécessaires (figure III, 15) pour obtenir une zone à résistance négative très nette. Ajoutons que, lors de ces tracés successifs à tension de crête constante, on observe une augmentation de l'amplitude du maximum du courant alors que la tension correspondante se déplace légèrement vers les hautes tensions.

Ces phénomènes sont analogues d'un échantillon à l'autre, avec un simple décalage quant à la position du maximum du courant.

b) Polarité inverse $Al^{+}Au^{-}$:

En polarité inverse, la transformation observée peut être très brutale et, le plus souvent, conduit à une mise en court-circuit de la diode. Mais si la tension appliquée augmente progressivement, on peut utiliser cette polarité sans dommages.

La figure III, 16 donne l'allure générale de la caractéristique $I(V)$ obtenue : elle est stable et n'évolue pas lors de tracés successifs. Il nous a été impossible d'obtenir avec cette polarité une zone à résistance négative. Cependant, dans le cas où un tel comportement a déjà été obtenu avec la polarité directe, le passage en polarité inverse donne, pour la première courbe tracée, une zone à résistance négative lors de la montée en tension, alors qu'en tension décroissante la caractéristique suit la forme de la figure III, 16. La courbe obtenue pour ce premier tracé est alors représentée sur la figure III, 17.

Remarquons, en comparant les figures III, 14 et III, 16 que les courants de crête obtenus pour une même tension sont sensiblement les mêmes, c'est-à-dire que la partie (c) de la figure III, 14 est de la même forme que la fin de la caractéristique inverse (figure III, 16), ce qui indiquerait que la conductibilité est due, dans ces deux cas, au même phénomène. Ajoutons que ces différents phénomènes sont reproductibles par simple changement de polarité.

Si maintenant, au lieu de procéder de façon progressive, on appliquait directement une tension continue élevée, de l'ordre de 6 volts, une zone à résistance négative pour les deux sens de polarisation serait obtenue ainsi que l'ont déjà obtenu d'autres auteurs (25) (26).

3° Influence de la fréquence et de l'atmosphère gazeuse :

La variation de la fréquence de balayage n'a pas eu d'influence sensible sur la forme de la caractéristique. On a toujours la même allure

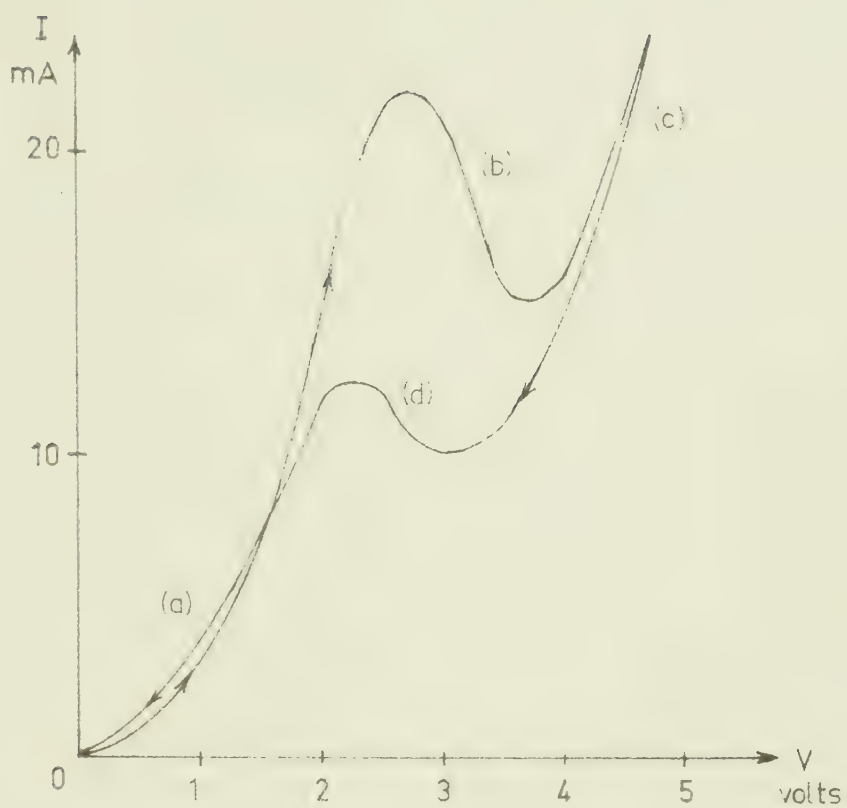


Figure III - 14

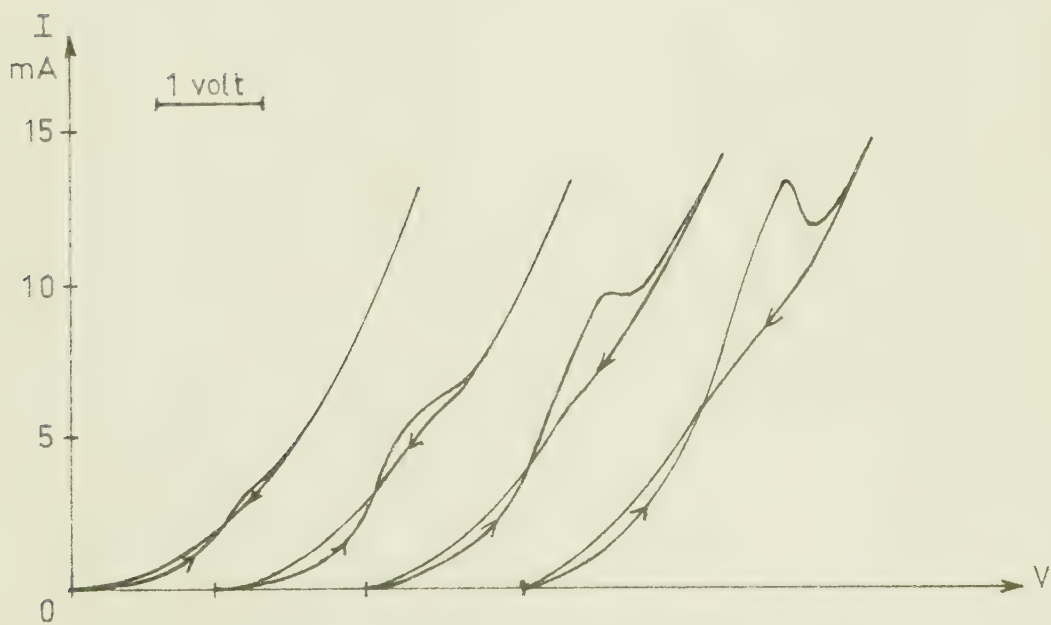


Figure III - 15

générale. Il semble cependant que des fréquences plus lentes permettent d'obtenir des courbes à résistance négative plus accentuée. Le temps de réponse de l'enregistreur X Y ne nous a pas permis d'utiliser des fréquences supérieures à 0,5 Hz.

Considérons une diode présentant une caractéristique $I(V)$ avec une zone à résistance négative, et portons la à pression atmosphérique en introduisant lentement dans l'enceinte vidée de l'azote ou de l'oxygène convenablement piégé. On observe à nouveau un effet destructeur dû à la remontée de pression, la nature chimique du gaz introduit n'ayant pas d'influence sensible. En outre, la zone à résistance négative disparaît à peu près complètement et ne peut plus être régénérée lors d'une remise sous vide.

4° Influence de la température :

La température paraît n'avoir qu'une faible influence sur le phénomène observé. Si, ayant obtenu une caractéristique avec résistance négative à la température ordinaire, nous portons l'échantillon à la température de l'azote liquide, la nouvelle caractéristique est inchangée.

On a vu précédemment que, d'une caractéristique à la suivante, le courant à partir duquel apparaît la zone à résistance négative augmentait notablement. Dans le cas de deux caractéristiques successives, l'une tracée à température ambiante, l'autre décrite à la température de l'azote liquide, ce courant reste sensiblement inchangé. L'abaissement de la température semble ralentir le phénomène qui est à l'origine de la résistance négative alors qu'une augmentation de température l'accélère (figure III, 18).

En polarité inverse, l'influence de la température sur le courant est faible (de l'ordre de 10 % pour une variation de température de 200° C autour de la température ambiante).

5° Essai d'interprétation :

Des caractéristiques courant-tension présentant une zone à

résistance négative ont déjà été obtenue avec des dispositifs à couches minces analogues à ceux qui sont présentés dans ce mémoire (18) (25) (26) (27). Cependant, un tel phénomène n'est pas totalement expliqué. Pour Giraud-Héraud, les anomalies de conductibilité seraient dues à une liaison chimique entre des atomes métalliques ayant diffusé dans l'oxyde et des atomes d'oxygène appartenant au réseau ou provenant du gaz résiduel. Mais la plupart des auteurs admettent l'existence de centres d'impuretés dans la couche d'oxyde, qui s'ioniseraient sous l'action du champ électrique élevé.

A notre connaissance, le phénomène de résistance négative a toujours été obtenu antérieurement pour les deux sens de polarisation de la diode. Nous avons montré que, moyennant certaines précautions, seule la polarisation directe permet l'obtention de telles caractéristiques. On a donc mis en évidence un comportement dissymétrique qui a vraisemblablement été masqué dans les travaux rapportés par d'autres expérimentateurs. Nous allons proposer une interprétation de ce comportement.

La diode ayant subi des transformations irréversibles, on peut admettre avec Hickmott (28) l'existence dans le diélectrique de sites susceptibles de s'ioniser, sous l'action du champ électrique. Lors de l'application d'une tension, les électrons passeraient par effet tunnel de l'aluminium à un site ionisé positivement, puis de ce site à un autre jusqu'au film d'or superficiel, ce qui facilite le transfert électronique d'un métal à l'autre (figure III, 19). Ainsi le champ électrique qui provoque l'ionisation tend aussi, du fait du transfert des électrons, à les neutraliser. A tension croissante, le courant augmente rapidement (partie (a) de la figure III, 11) en raison d'une part de l'effet tunnel, d'autre part d'une ionisation plus rapide que la neutralisation des sites actifs. Cependant, pour un certain courant, cette dernière peut l'emporter car le courant croît plus vite que le champ. Le courant électrique résultant doit diminuer et on reviendrait ainsi à une conduction par effet tunnel direct $Al \rightarrow Au$ (partie (c) de la figure III, 14). Lorsque la tension décroît, à partir de la valeur de crête atteinte, c'est le

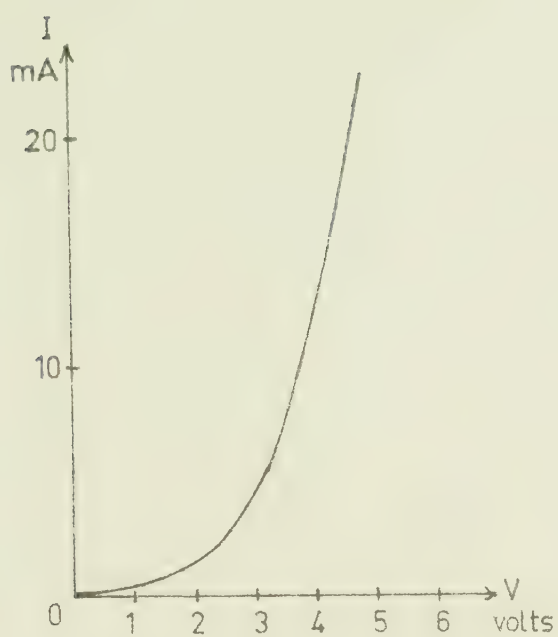


Figure III_16



Figure III_17

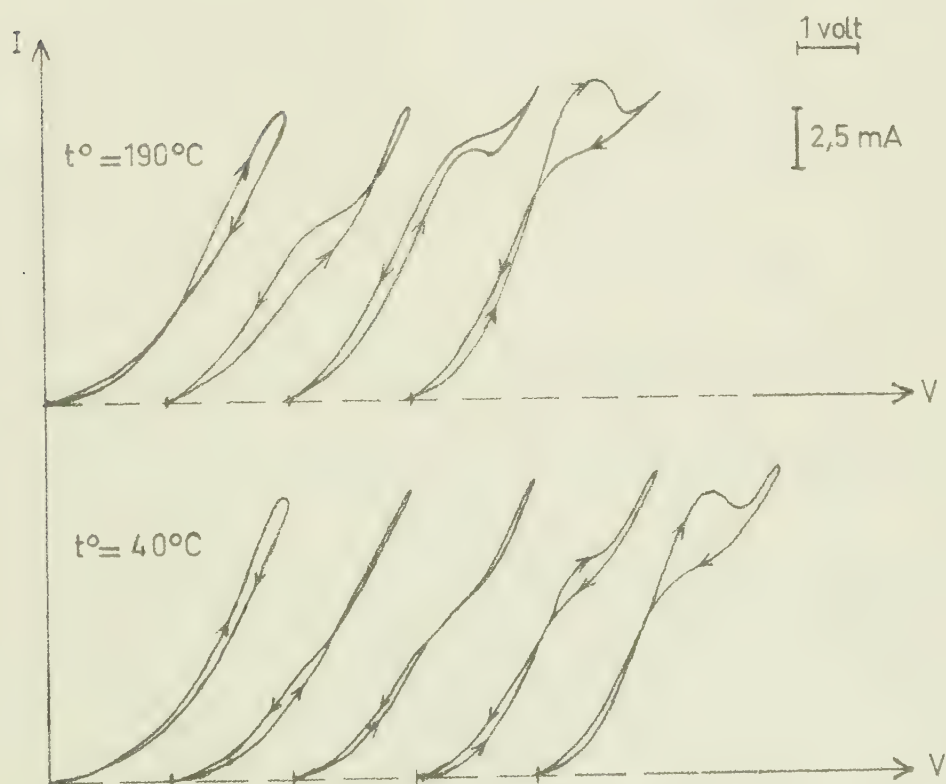


Figure III_18

courant tunnel direct qui est observé (toujours partie (c)) ; mais pour un courant plus faible, la neutralisation des défauts ionisés devient à nouveau moins importante que leur création et la partie finale de la caractéristique doit donc rejoindre la partie initiale (a). Le courant final dans ce domaine est en général légèrement supérieur au courant initial ; ceci s'explique par une neutralisation incomplète des défauts ionisés qui ont été produits au cours du tracé de la caractéristique. On explique ainsi le fait qu'il est nécessaire de décrire plusieurs caractéristiques avant d'obtenir une résistance négative très nette (figure III, 15). En effet, dans une première montée en tension, le nombre de sites ionisés ne serait pas suffisant pour donner lieu à une résistance négative sensible, mais à tension nulle il subsisterait des centres ionisés résiduels. Une nouvelle croissance de la tension en augmente le nombre. On constate d'ailleurs que la conduction à basse tension est plus élevée (figure III, 15).

Nos résultats montrent, en outre, que cette résistance négative n'est pas obtenue en polarisation inverse (figure III, 16). Ceci nous amène à supposer que le champ dans la couche n'est pas homogène et que les défauts susceptibles de s'ioniser sont situés surtout vers une électrode. Il est logique d'admettre une formation préférentielle au voisinage de l'or. En effet, les transformations irréversibles subies par la diode, entraînant la formation de ces sites dans la couche d'oxyde, sont dues à la fois à l'élévation de la température par le passage d'un courant électronique intense et à un champ accélérateur élevé. C'est au voisinage de l'or, plus mince que l'aluminium, donc évacuant moins bien la chaleur, que la température serait la plus élevée.

Si l'on considère que le champ électrique est plus important au voisinage de l'anode que de la cathode, avec une polarisation directe, $(Al^- Au^+)$, les défauts ionisables sont placés dans la région où le champ électrique est le plus intense. Ils seront dans une région de champs faible en polarisation inverse : dans ce dernier cas la neutralisation l'emportera sur l'ionisation

et il ne sera pas possible d'obtenir un phénomène de résistance négative.

La résistance négative résiduelle observée en polarisation inverse lors du premier tracé qui suit l'étude en polarisation directe (figure III, 17) est aisément concevable ; elle proviendrait de la neutralisation des charges résiduelles, par le passage du courant électronique essentiellement dû à un effet tunnel direct aluminium-or. La figure III, 20 schématise le modèle que nous avons adopté.

L'influence de la température s'explique en remarquant qu'une élévation de celle-ci, libérant des défauts, favorise l'ionisation et, par suite, l'obtention d'une résistance négative. La faible importance de la température sur l'ordre de grandeur des intensités des courants est normale, car c'est toujours essentiellement un effet tunnel qui est à l'origine du transfert électronique.

Dans le cas d'une polarisation brutale, nous avons obtenu une résistance négative pour les deux polarités, en accord avec d'autres auteurs. Notre modèle nous permet d'interpréter également ce résultat : la création de défauts ionisables aurait alors lieu dans toute l'épaisseur de l'oxyde et il n'y a aucune raison d'observer une dissymétrie entre les caractéristiques directe et inverse.

V - EMISSION D'ELECTRONS SOUS VIDE

1° Considérations générales :

Quel que soit le mécanisme du transfert d'électrons qui est à l'origine de la conduction, il existe, pour les diodes étudiées, des électrons "chauds" par rapport aux électrons normaux des bandes de conduction des électrodes métalliques (l'électrode d'or pour la polarité directe). Ces électrons "chauds" ont une vitesse imposée par le champ électrique existant dans la couche d'alumine ; elle est perpendiculaire aux électrodes et, pour

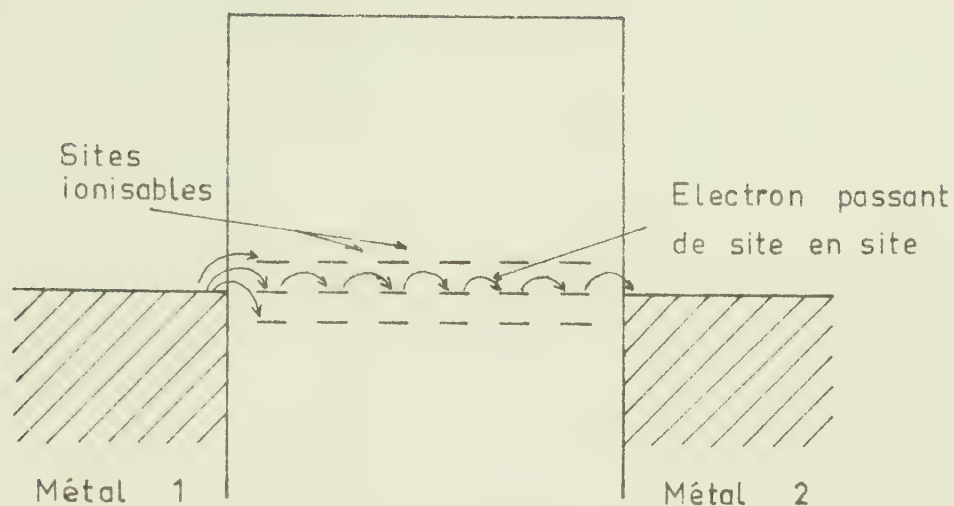


Figure III_19

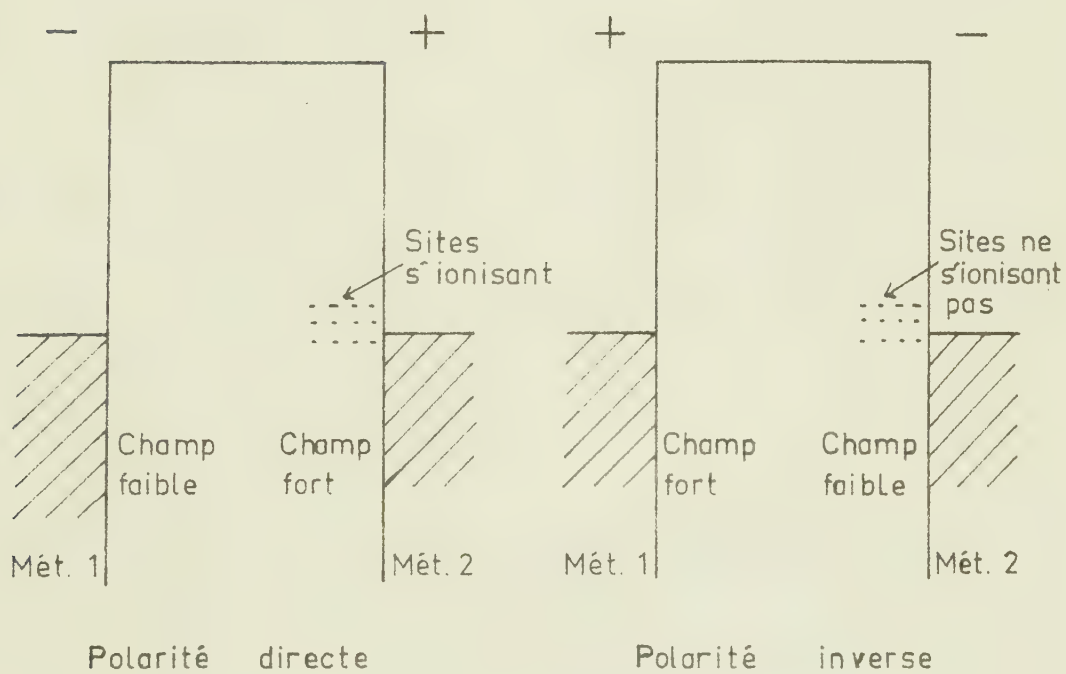


Figure III_20

une tension accélératrice suffisante, certains électrons peuvent traverser le film métallique mince supérieur et être émis dans le vide.

La figure III, 21, représente, dans un cas idéal, le diagramme énergétique d'une telle cathode froide. L'énergie des électrons franchissant la barrière extérieure, présentera une certaine distribution ; sa valeur maximale est $eV - \varphi_{Au}$ (27).

Deux obstacles s'opposent à l'émission électronique sous vide ; d'une part l'épaisseur de l'électrode supérieure, et d'autre part l'existence du travail de sortie. Une émission d'électrons ne peut avoir lieu que pour une tension inter-électrodes supérieure au travail de sortie de l'électrode extérieure. A tension égale, l'émission est favorisée par un abaissement du travail de sortie. Les métaux alcalins possèdent les travaux de sortie les plus faibles, mais, pour des raisons technologiques, il ne peut être question de les utiliser directement. En fait, on utilise essentiellement des métaux faiblement oxydables tels que l'or ou le platine. Certains auteurs (27) déposent sur l'électrode métallique supérieure un film de baryum, ce qui abaisse le travail de sortie et augmente le coefficient de transfert.

D'autre part, lors de la traversée du film métallique superficiel d'épaisseur l , les électrons chauds tendent à revenir à l'état normal à la suite des collisions : en désignant par L_E le libre parcours moyen des électrons d'énergie E , leur concentration à la traversée du film métallique varie dans le rapport :

$$\exp\left(-\frac{l}{L_E}\right)$$

On a donc intérêt à avoir une épaisseur l très inférieure à L_E .

Le libre parcours moyen dépend de l'énergie des électrons, mais les données expérimentales sur l'interaction des électrons chauds avec les réseaux métalliques sont assez confuses ; il en est de même pour le libre parcours moyen. Ainsi pour l'or, Mead (19) adopte une valeur de $110 \text{ \AA}$, alors que Crowell et Spitzer (21) donnent $740 \text{ \AA}$.

De toutes façons, pour une bonne émission, il y a intérêt à employer une couche superficielle aussi mince que possible. Nous avons déjà exposé les raisons du choix d'une épaisseur de 300 Å.

2° Résultats expérimentaux et interprétation :

Bien que nous ayons observé régulièrement une émission sous vide pour toutes nos couches, notre étude, en raison du grand nombre de paramètres, n'a été que partielle. Elle a cependant permis de dégager quelques résultats généraux.

L'émission a toujours été observée seulement pour une polarisation directe, c'est-à-dire quand les électrons se déplacent de l'aluminium vers l'or. En outre, contrairement aux prévisions théoriques de l'effet tunnel pur, l'émission commence avant que la tension diode soit supérieure au travail de sortie théorique de l'or ; elle est généralement mesurable pour une tension comprise entre 2,5 et 3 volts, et le courant croît ensuite rapidement avec cette tension.

Les coefficients de transfert obtenus sont assez faibles, de l'ordre de 10^{-5} , en accord avec d'autres résultats expérimentaux. Nous avons, en outre, remarqué que ce coefficient augmente lorsque l'épaisseur de la couche isolante décroît : c'est-à-dire que, pour une couche de 70 Å d'épaisseur, il est inférieur à 10^{-6} , alors que, pour une couche de 50 Å, il est de $2 \cdot 10^{-5}$.

On a souligné que ces essais d'émission entraînent de grandes modifications dans la caractéristique courant-tension, avec apparition, notamment, d'une résistance négative. Cependant cette émission commence avant la zone à résistance négative dont la présence ne semble pas affecter directement le courant émis, ce qui est normal. Un résultat analogue a été obtenu par Lebrun (18).

Il semble que les électrons émis par nos diodes comprennent des électrons émis directement par l'oxyde. La couche d'or, en raison de sa

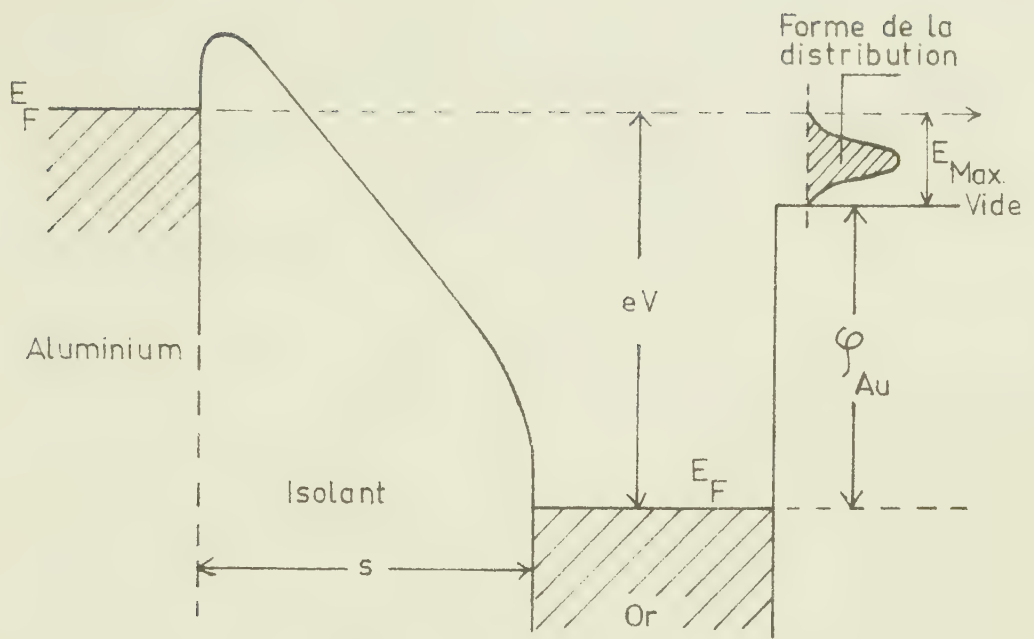


Figure III_21

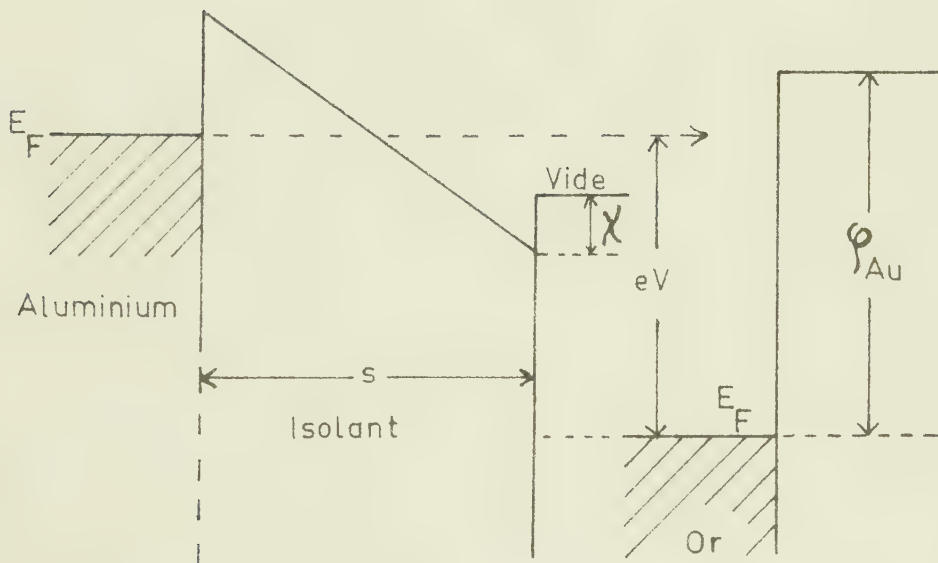


Figure III_22

faible épaisseur, présente des trous ("pin holes") pour lesquels l'oxyde est en contact direct avec le vide. Ainsi l'affinité électronique χ de l'oxyde interviendra, et des électrons pourront passer directement dans le vide à partir de la bande de conduction de l'isolant (figure III, 22). Il suffit que la tension appliquée V , soit supérieure à la somme

$$\frac{\chi}{e} + \frac{\varphi_{\text{Au} \rightarrow \text{isolant}}}{e}$$

pour observer une telle émission électronique.

En conclusion, on peut dire que certaines conditions doivent être satisfaites pour obtenir un bon rendement de la cathode en émission :

- une couche d'oxyde très mince permet d'augmenter le courant de transfert et de diminuer les pertes d'énergie des électrons par interactions électrons-phonons, dans la bande de conduction de l'oxyde.

- l'électrode superficielle doit être assez épaisse pour que le passage d'un courant de transfert important n'y produise pas d'échauffement notable ; cependant elle doit être suffisamment mince pour présenter une bonne transparence aux électrons "chauds".

Ces deux exigences contradictoires peuvent être satisfaites, par exemple, en réalisant une électrode superficielle en forme de peigne relativement épais, entre les dents duquel sera déposé un mince film de baryum ou d'autre métal à faible travail de sortie.

CHAPITRE IV

ETUDE DIELECTRIQUE

I - BUT DE L'ETUDE

II - TECHNIQUES DE MESURE ET DEFINITIONS

III - RESULTATS EXPERIMENTAUX

1° Etude de la capacité

- a) Influence de la fréquence
- b) Influence de la polarisation
- c) Influence du gaz ambiant

2° Etude des pertes

- a) Influence de la fréquence
- b) Influence de la polarisation
- c) Influence du gaz ambiant

IV - ESSAI D'INTERPRETATION

I - BUT DE L'ETUDE

Les propriétés diélectriques des isolants en couches minces, actuellement très étudiées, portent en général sur des épaisseurs supérieures à 1 000 Å, ces couches étant destinées à la réalisation de capacités pour micro-circuits (29) (30).

Les couches très minces ($< 100 \text{ Å}$) sont moins intéressantes quant à leur utilisation comme éléments miniaturisés, notamment à cause de la conduction tunnel. Mais une étude diélectrique peut fournir des renseignements sur la structure physique des couches et, en particulier, mettre en évidence des défauts d'homogénéité de celles-ci.

II - TECHNIQUES DE MESURE ET DEFINITIONS

Les capacités à mesurer sont de l'ordre de 10 000 pF et se mesurent donc aisément en basse fréquence. Nous avons utilisé un pont Général Radio de précision, type 1 608-A, alimenté par un générateur basse fréquence stabilisé en amplitude et en fréquence, dont l'équilibre est repéré à l'aide d'un détecteur incorporé.

Nous avons déterminé les valeurs des capacités et des pertes en fonction de la fréquence (de 100 Hz à 10 kHz) pour différentes polarisations statiques superposées. Ces mesures ont été principalement effectuées sur les échantillons placés sous vide dans l'enceinte même d'évaporation. Nous avons fait également varier la température entre l'ambiante et celle de l'azote liquide, grâce au dispositif de refroidissement précédemment décrit.

Les capacités parasites dues aux connexions, qui sont de l'ordre de 100 pF, ne varient pas au cours de nos mesures : nous les avons négligées par rapport à celles des diodes.

Pour une fréquence, une température et une tension données, la capacité C et l'angle de pertes D de l'élément sont liés à la constante diélectrique complexe $\epsilon = \epsilon' - j\epsilon''$ par les relations :

$$C = \epsilon' \frac{\epsilon_0 S}{s} \quad \text{et} \quad \text{tg } \delta = D = \frac{\epsilon''}{\epsilon'}$$

S étant la surface de l'échantillon et s son épaisseur.

On en déduit immédiatement :

$$\epsilon' = \frac{s}{\epsilon_0 S} C \quad \text{et} \quad \epsilon'' = \frac{s}{\epsilon_0 S} C \text{tg } \delta$$

Dans le cas où s et S sont accessibles par une autre méthode, on peut espérer obtenir les valeurs absolues de ϵ' et ϵ'' . Mais nous avons précédemment signalé que l'épaisseur des échantillons est déterminée par la mesure de la capacité, en admettant que l'alumine en couche mince a la même constante diélectrique que l'alumine massive, soit 8 environ. Les mesures de capacité et de pertes ne peuvent donc nous fournir une évaluation absolue de ϵ' et ϵ'' . Cependant, les variations relatives de ces deux quantités, en fonction des différents paramètres, nous donnent les renseignements essentiels.

Des relations précédentes nous déduisons que les variations de C rendent compte de celles de ϵ' ($\epsilon' = K_1 C$) tandis que ϵ'' varie comme $C \cdot \text{tg } \delta$ ($\epsilon'' = K_2 C \text{tg } \delta$).

III - RESULTATS EXPERIMENTAUX

1° Etude de la capacité :

a) Influence de la fréquence :

Pour le domaine de fréquences exploré (0,1 à 10 kHz), nous avons observé une diminution sensible de la capacité lorsque la fréquence augmente. En général, la variation relative est de l'ordre de 10 % et se

retrouve avec une bonne reproductibilité sur tous les échantillons présentant un effet tunnel correct (figure IV, 1).

Sur des échantillons présentant une très forte conductibilité en basse tension, probablement due à autre chose qu'à l'effet tunnel simple, ne serait-ce qu'en raison de l'absence du redressement dans la caractéristique courant-tension, nous avons observé des variations analogues, mais d'une amplitude nettement supérieure, variant par exemple de 20 nF à 6,6 nF quand la fréquence passe de 0,1 kHz à 20 kHz (figure IV, 2).

A basse température, le comportement en fonction de la fréquence est le même. Cependant la capacité est alors plus faible pour une même fréquence ; la variation relative est de l'ordre de 2 % entre la température ambiante (300°K) et celle de l'azote liquide (77°K).

b) Influence de la polarisation :

Avec une tension continue superposée, la capacité mesurée est plus élevée à toute fréquence, la variation de la capacité C en fonction de la fréquence restant la même ainsi que le montre la figure IV, 3.

En outre, à polarisation égale, la variation de la capacité est généralement plus grande pour une polarisation inverse que pour une polarisation directe. En raison de la fragilité de nos échantillons, nous avons évité d'appliquer des polarisations supérieures à 1 volt ; pour une telle valeur la variation relative de la capacité peut atteindre 5 %.

Les variations de la température ne modifient pas sensiblement l'action de la polarisation.

c) Influence du gaz ambiant :

On a placé la couche sous diverses atmosphères gazeuses, à la pression atmosphérique.

L'allure générale des courbes donnant les variations de la capacité en fonction de la fréquence reste la même. Mais la capacité augmente

d'environ 5 %. De plus, il semble que la nature du gaz intervienne : en effet les variations sont toujours plus importantes pour l'azote que pour l'oxygène (figure IV, 9).

De même que sous vide, l'application d'une tension continue provoque une augmentation de la capacité, moins importante toutefois.

2° Etude des pertes :

a) Influence de la fréquence :

En portant les points expérimentaux donnant la valeur de la tangente de l'angle de perte en fonction de la fréquence, nous obtenons une courbe dont l'aspect général est représenté sur la figure IV, 1 en pointillés. En basse fréquence les pertes varient approximativement comme $\frac{K}{\omega}$, elles passent par un minimum puis augmentent de façon sensiblement linéaire. Une telle courbe ne représente pas les variations de la tangente de l'angle de pertes de l'amumine. En effet le film d'or superficiel est peu épais et présente par suite une résistance non négligeable, voisine de 150 ohms pour toute la couche. Seule une partie de ce film intervient ; nous l'avons représentée en hachuré sur la figure IV, 5. Le pont est électriquement relié aux domaines A et B et lors de la mesure de la capacité et des pertes, une résistance d'environ 75 ohms est ainsi placée en série. La résistance de la couche d'aluminium est négligeable car elle est beaucoup plus épaisse que la couche d'or.

Il est donc nécessaire de corriger les valeurs directement obtenues ; Maddocks et Thun (31) ont donné une méthode. Ces pertes ohmiques peuvent être mises sous la forme $\operatorname{tg} \delta = \omega R_{\text{Au}} C$, où la valeur exacte de R_{Au} est inconnue. Nous supposons qu'aux fréquences élevées, seules les pertes ohmiques interviennent dans les variations de $\operatorname{tg} \delta$. Ainsi, de la partie linéaire de la courbe de la figure IV, 1, nous déduirons $R_{\text{Au}} C$, puisque $\Delta \operatorname{tg} \delta = \Delta \omega R_{\text{Au}} C$, et, par suite, la correction à effectuer aux valeurs lues à toutes les fréquences pour obtenir la

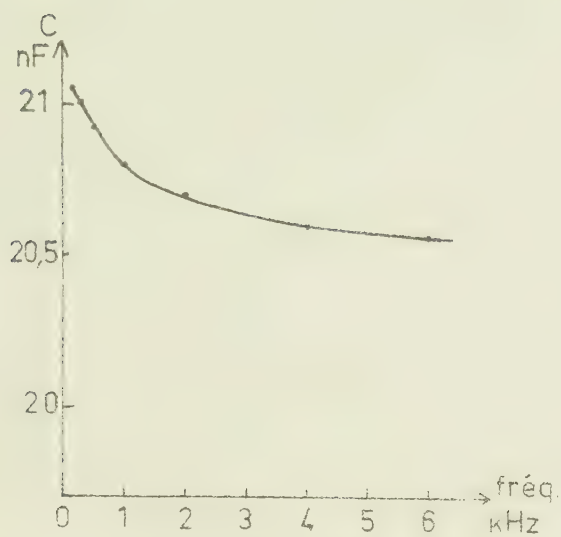


Figure IV_1

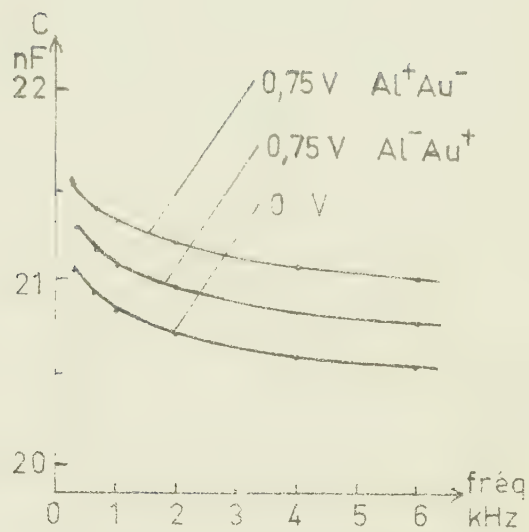


Figure IV_3

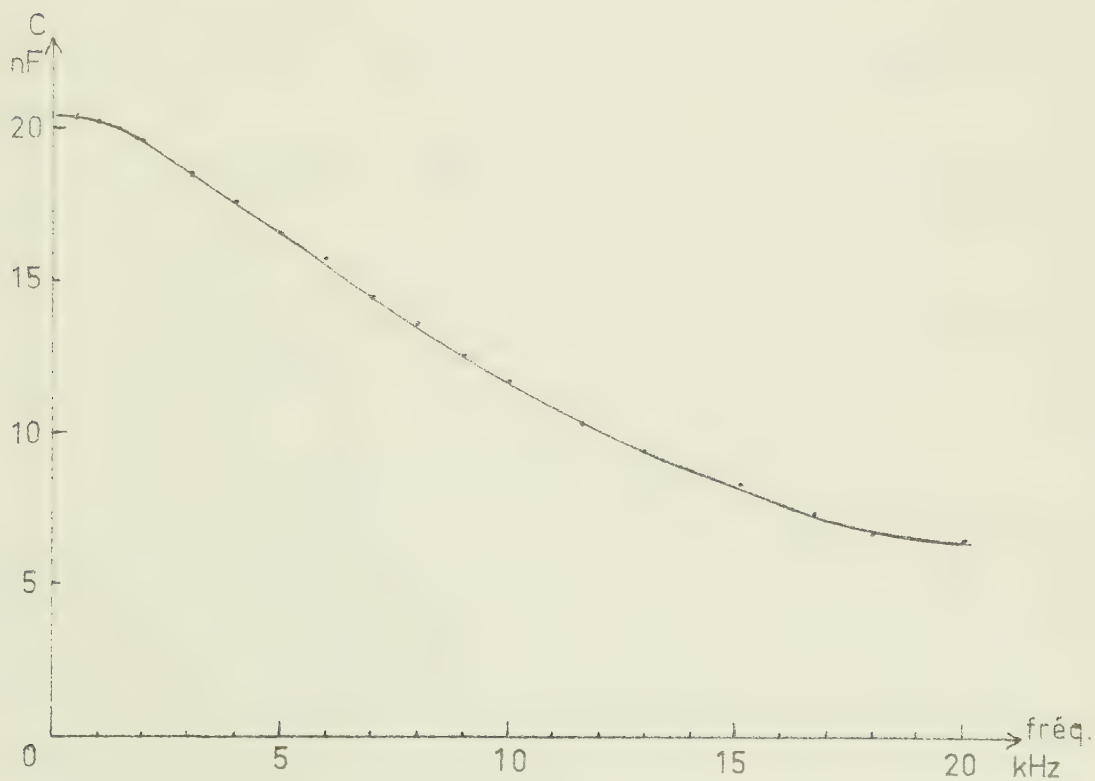


Figure IV_2

contribution du diélectrique seul. On obtient ainsi la courbe en trait plein de la figure IV, 4. On y distingue deux parties, celle pour laquelle les pertes varient comme $\frac{K}{\omega}$ et celle pour laquelle les pertes restent sensiblement constantes. La première donne les pertes de conduction dans le diélectrique, qui sont dues à l'effet tunnel, tandis que la partie horizontale fournit les pertes diélectriques vraies de l'échantillon, les pertes dues à la conduction devenant négligeables aux fréquences considérées.

Dans le cas d'échantillons présentant une conduction tunnel très faible, nous avons pu constater que les pertes restaient à peu près constantes, même en basse fréquence. Dans ce cas, l'influence de la conduction étant très faible, c'est le diélectrique qui impose la valeur de $\text{tg} \delta$.

Pour des échantillons déjà signalés comme ayant une conductivité anormale en basse tension, la courbe des pertes en fonction de la fréquence présente un maximum. Le maximum de $\text{Ctg} \delta$ correspond approximativement à une valeur de la fréquence pour laquelle la courbe donnant la capacité en fonction de la fréquence présente un point d'inflexion (figure IV, 6).

Aux basses températures (77°K), les pertes réelles diminuent, la variation relative étant de l'ordre de 15 %. Mais la courbe de $\text{tg} \delta$ en fonction de la fréquence garde la même allure.

La contribution de la conduction diminuée et les pertes diélectriques pures, plus faibles, sont constantes.

b) Influence de la polarisation :

Pour l'échantillon polarisé en continu, la forme générale de la courbe $\text{tg} \delta$ en fonction de la fréquence reste la même, mais la partie due à la conduction devient plus importante et les pertes diélectriques sont encore sensiblement constantes, mais avec une valeur plus importante que lors des mesures sans polarisation (figure IV, 7).

Dans le cas d'échantillons présentant un très faible effet tunnel,

la partie en $\frac{K}{\omega}$ est nettement visible, dès que les pertes dues à la conduction de la couche deviennent plus importantes que les pertes purement diélectriques.

Ajoutons que les variations observées sont plus importantes en polarisation inverse qu'en polarisation directe, comme le montre la figure IV, 8.

Pour une température voisine de celle de l'azote liquide on obtient le même comportement général, avec ici encore des amplitudes de variation plus faibles.

c) Influence du gaz ambiant :

Quand on introduit un gaz dans l'enceinte de travail, on constate que les pertes varient. Les variations en fonction de la fréquence restent analogues, l'influence de la conduction étant toutefois moins importante, et les pertes proprement diélectriques variant notablement (elles peuvent doubler, voire tripler) (figure IV, 10).

Une telle modification est généralement nettement plus accusée avec l'azote qu'avec l'oxygène. Cependant, de même que pour la capacité, des entrées de gaz successives atténuent les différences dues à la nature du gaz (figure IV, 11).

On peut noter également que, sous atmosphère gazeuse, la tension appliquée produit des variations semblables à celles que l'on a obtenues sous vide, quoique de moindre amplitude.

IV - ESSAI D'INTERPRETATION

L'interprétation doit d'une part, mettre en évidence le rôle de la conductivité, d'autre part rendre compte de l'influence de la fréquence et de la polarisation.

Entre la densité de courant $\vec{i}$, le champ électrique $\vec{E}$ et la

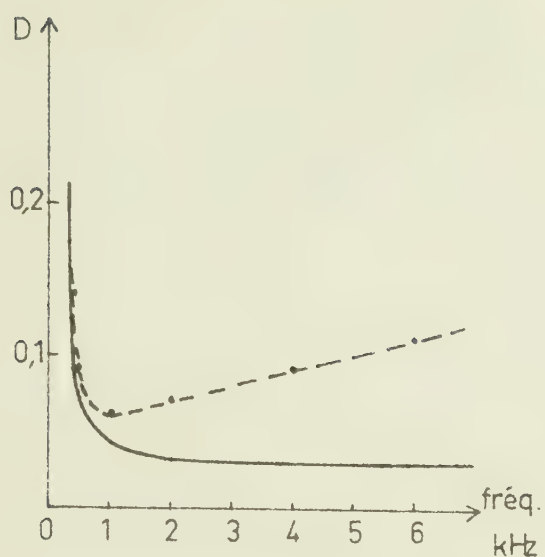


Figure IV_4

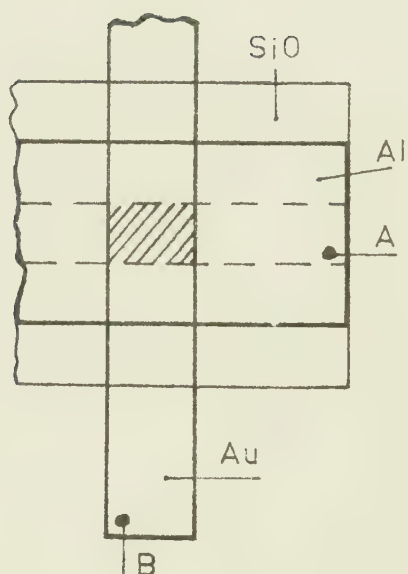


Figure IV_5

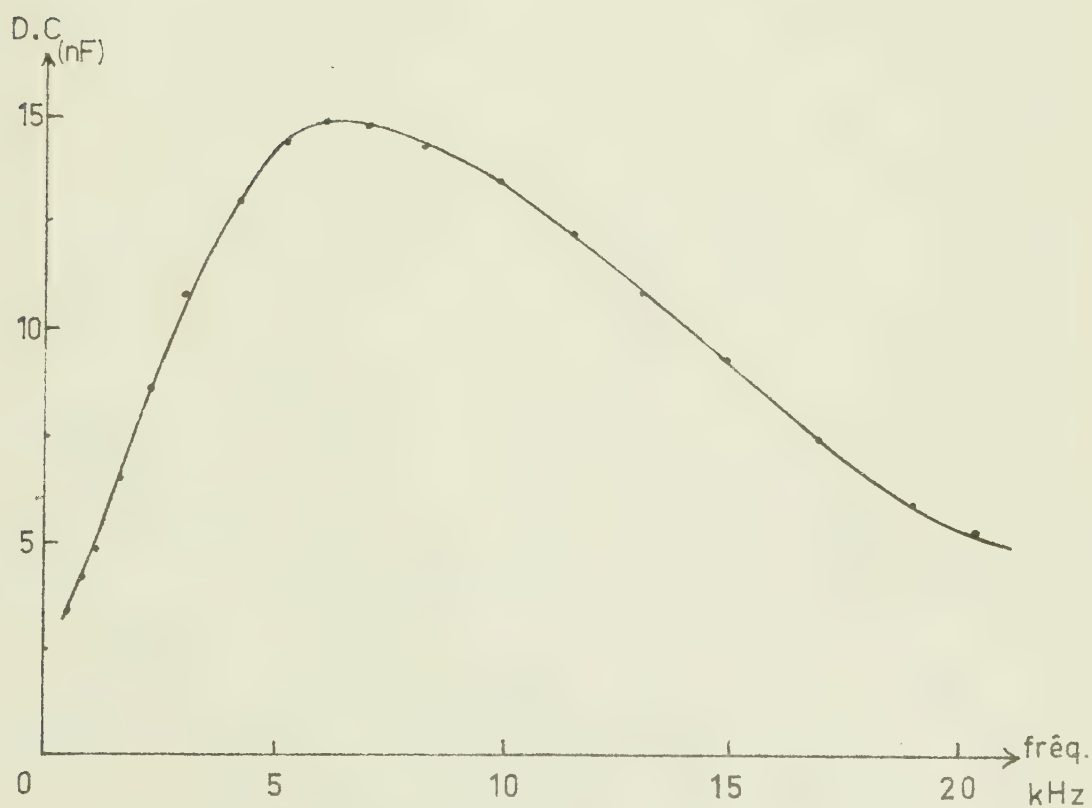


Figure IV_6

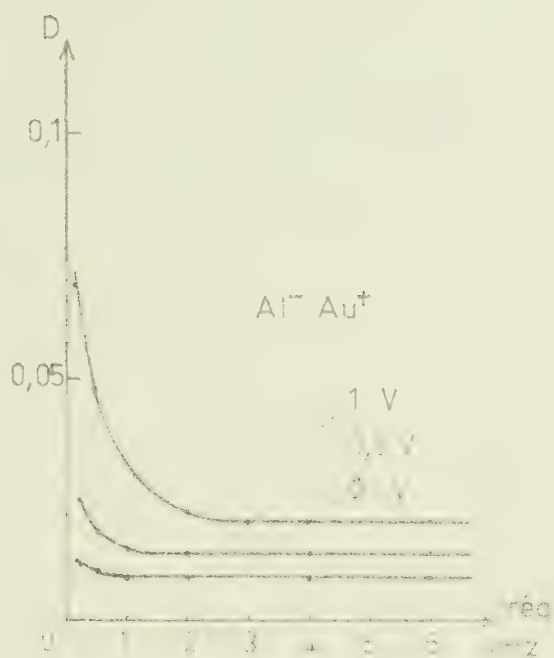


Figure IV.7

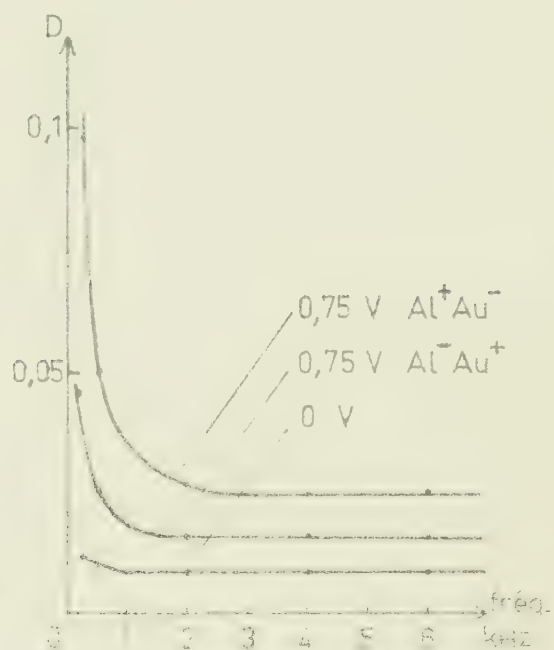


Figure IV.8

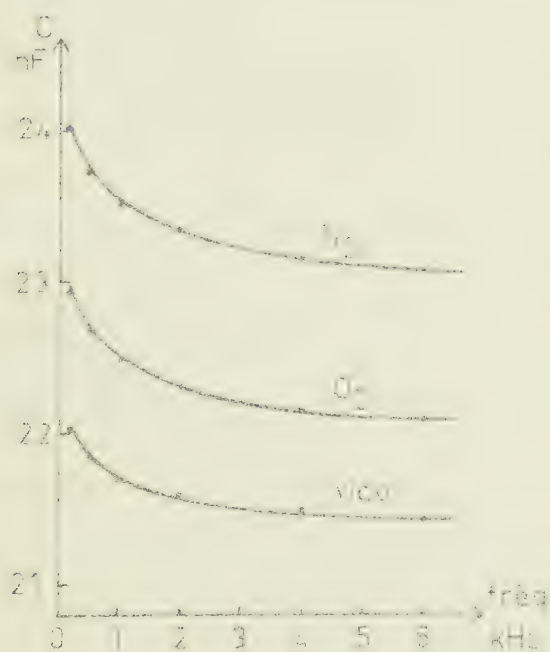


Figure IV.9

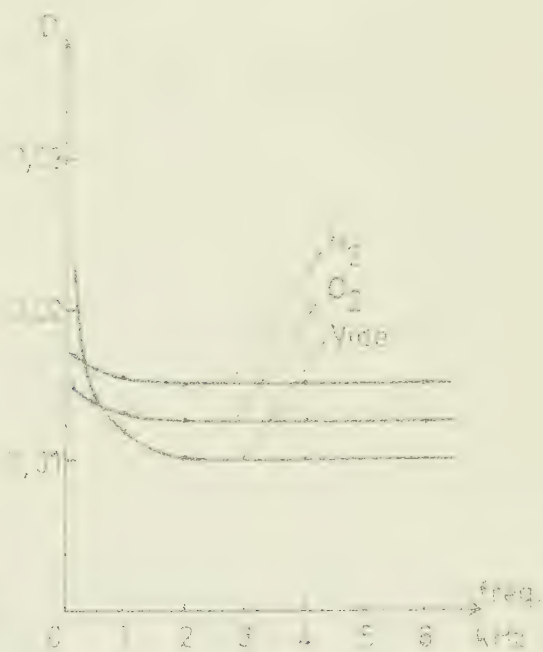


Figure IV.10

constante diélectrique complexe ϵ on a la relation :

$$\vec{i} = \epsilon \epsilon_0 \frac{d\vec{F}}{dt} \quad \text{où } \epsilon_0 \text{ désigne la permittivité du vide.}$$

Nous distinguerons deux contributions à ϵ , d'une part la constante diélectrique proprement dite ϵ_d , c'est-à-dire en l'absence de porteurs mobiles, d'autre part une constante diélectrique ϵ_c due au mouvement des porteurs de charge.

En explicitant les parties réelle et imaginaire, on a :

$$\epsilon = (\epsilon'_d + \epsilon'_c) - j (\epsilon''_d + \epsilon''_c)$$

Une théorie simplifiée, tenant compte de l'équation du mouvement d'un électron dans le champ $\vec{F}$ et d'un temps de relaxation τ lié aux chocs, sera adoptée pour préciser ϵ_c .

La relation classique $\frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{e}{m^*} \vec{F} - \frac{\vec{v}}{\tau}$, où $\vec{v}$ est la vitesse de l'électron et m^* sa masse apparente, s'écrit en régime sinusoïdal de pulsation ω :

$$\vec{v} = \frac{e}{m^*} \frac{1}{\frac{1}{\tau} + j\omega} \vec{F} = \frac{e}{m^*} \frac{1}{\frac{1}{\tau} + j\omega} \frac{1}{j\omega} \frac{d\vec{F}}{dt}$$

En tenant compte de la densité de courant $\vec{i} = ne\vec{v}$ et de la relation entre la conductivité et le temps de relaxation : $\sigma = \frac{ne^2\tau}{m^*}$, on aboutit à :

$$\vec{i} = \frac{\sigma}{\omega(j - \omega\tau)} \frac{d\vec{F}}{dt}$$

et en composant avec $\vec{i} = \epsilon \epsilon_0 \frac{d\vec{F}}{dt}$, on en déduit la valeur de la constante diélectrique rendant compte du mouvement des porteurs :

$$\epsilon_c = \frac{\sigma}{\epsilon_0 \omega (j - \omega\tau)}$$

Finalement nous obtenons les termes réel ϵ' et imaginaire ϵ'' de la constante

diélectrique résultante :

$$\mathcal{E}' = \mathcal{E}'_d - \frac{\sigma \mathcal{Z}}{\epsilon_0 (1 + \omega^2 \mathcal{Z}^2)} \quad \mathcal{E}'' = \mathcal{E}''_d + \frac{\sigma}{\epsilon_0 \omega (1 + \omega^2 \mathcal{Z}^2)}$$

Remarquons que $\mathcal{Z}$ est très petit et que dans le domaine des fréquences utilisées, $\omega \mathcal{Z}$ est négligeable devant l'unité. On écrira donc :

$$(37) \quad \mathcal{E}' = \mathcal{E}'_d$$

$$(38) \quad \mathcal{E}'' = \mathcal{E}''_d + \frac{\sigma}{\omega \epsilon_0}$$

Ces relations ne constituent qu'une approximation : en effet, si la variation observée de $\mathcal{E}''$ en fonction de la fréquence semble en accord avec (38), par contre la relation (37) indique que $\mathcal{E}'$ serait indépendante de la conductivité. En outre, les mécanismes de polarisation diélectrique simples ne peuvent expliquer tous les résultats obtenus. Nous devons admettre dans certains cas l'existence d'écarts à l'homogénéité de la structure, conduisant à une hétérogénéité des propriétés à travers l'échantillon, autrement dit à un effet Maxwell- Wagner.

Le film d'oxyde sera alors représenté très schématiquement par deux couches en série, d'épaisseur d_1 et d_2 et de constantes diélectriques respectives :

$$\mathcal{E}_1 = -j \mathcal{E}''_1 \quad \text{et} \quad \mathcal{E}_2 = \mathcal{E}'_2 \quad (\text{figure IV, 12}).$$

Ceci revient à considérer le condensateur expérimental comme une capacité pure en série avec une résistance pure. Cette simplification conserve l'essentiel du phénomène et facilite sa mise en équation.

On obtient pour la constante diélectrique résultante apparente $\mathcal{E}$, en prenant $\mathcal{E}''_1 = \frac{\sigma_1}{\epsilon_0 \omega}$ et en posant $m = \frac{d_1}{d_2}$:

$$(39) \quad \mathcal{E}' = \frac{\mathcal{E}'_2 (1 + m)}{1 + (\mathcal{E}'_2 \epsilon_0)^2 m^2 \omega^2} \quad \sigma_1^2$$

$$(40) \quad \varepsilon'' = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_2'^2 (1+m) m \omega}{\sigma_1 \left[1 + \frac{(\varepsilon_0 \varepsilon_2')^2 m^2 \omega^2}{\sigma_1^2} \right]}$$

L'équation (39) montre que, lorsque la fréquence augmente, ε' doit diminuer tandis que la formule (40) indique que, pour les fréquences où la conductivité est prépondérante, ε'' varie moins vite que $\frac{K}{\omega}$, résultat déjà donné par la relation (38). Les courbes IV, 2 et IV, 6 sont typiques d'un effet Maxwell-Wagner, tel que le formulent ces dernières relations, et l'influence de la fréquence sur la capacité et les pertes de nos échantillons s'interprète simplement avec les formules (39) et (38).

Ce comportement correspondrait à des couches imparfaites. Considérons le cas des couches convenables, ne donnant pas d'effet Maxwell-Wagner appréciable ; il convient d'expliquer l'influence de la tension continue superposée.

On doit, comme l'ont développé Ku et Ullman (32) et Jaffe et Kallmann (33) admettre une pénétration du champ électrique dans les électrodes métalliques déposées de part et d'autre de la couche isolante (figure IV, 13). Pour une tension croissante, le diélectrique devenant plus conducteur, la répartition du champ électrique est modifiée et la chute de tension dans les électrodes devient plus importante. Ainsi, l'augmentation du champ électrique dans l'isolant lui-même sera plus faible que ne le laissait prévoir la théorie simple : on peut schématiquement dire qu'il variera comme V^α , où α est inférieur à 1. Or, la mesure au pont donne la capacité différentielle $C = \frac{dQ}{dV}$; et les charges Q apparaissant sur le diélectrique sont proportionnelles au champ, donc à V^α ; C variera comme $V^{\alpha-1}$ avec $\alpha - 1 < 0$. Une augmentation de la tension appliquée aura tendance à diminuer la valeur de C . Ce résultat est en désaccord avec l'expérience.

Il paraît nécessaire, pour rétablir l'accord, d'admettre l'existence d'une charge d'espace dans l'isolant. Cette hypothèse est tout à fait

plausible. Ces charges d'espace étant supposées importantes surtout au voisinage des électrodes, on pourra obtenir à l'intérieur de l'isolant des champs plus élevés que précédemment et variant plus vite que la tension V . On écrira $F = k V^\beta$ avec $\beta > 1$. La capacité différentielle déterminée au pont sera proportionnelle à $V^{\beta-1}$, donc augmentera avec la tension appliquée. L'écart quantitatif des résultats suivant la polarité de la tension continue s'explique par la dissymétrie des effets de charge d'espace, qui est normale. Ces charges d'espace permettent aussi d'expliquer l'augmentation des pertes diélectriques ϵ'' avec V .

L'influence de la température se conçoit aisément dans le cadre des explications précédentes. Un abaissement de température entraînant une plus faible conductibilité, il est normal, dans la mesure où l'expression (39) s'applique, que la capacité diminue. D'autre part, les pertes de conduction doivent diminuer et les pertes diélectriques liées à la charge d'espace sont normalement moins importantes.

Pour expliquer l'influence d'une atmosphère gazeuse, nous avons déjà fait appel à la porosité de la couche d'oxyde. Dans le cadre d'une telle hypothèse, l'influence du gaz, sur la capacité, indépendamment d'une action mécanique modifiant l'épaisseur moyenne, est liée à la présence de gaz dans les pores.

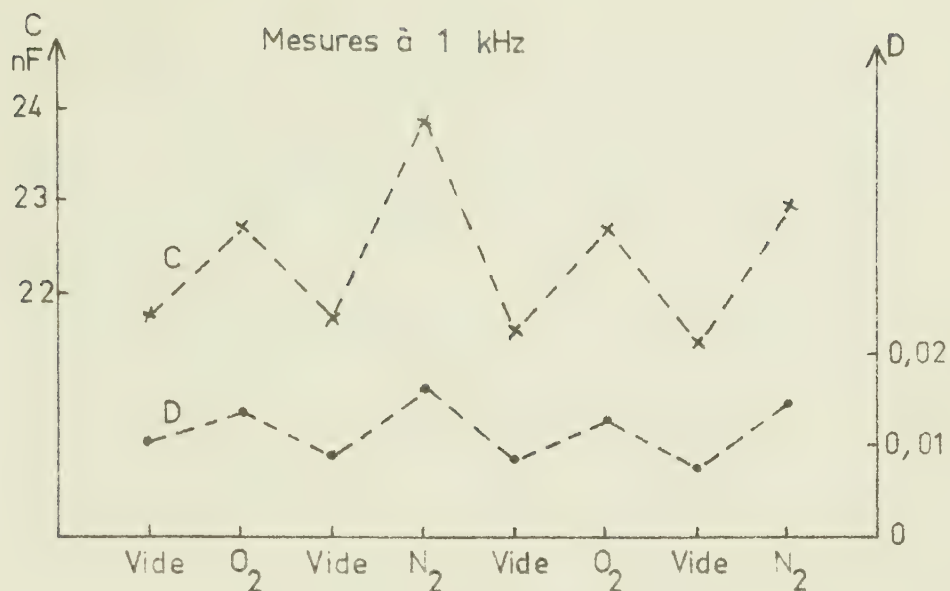


Figure IV_11

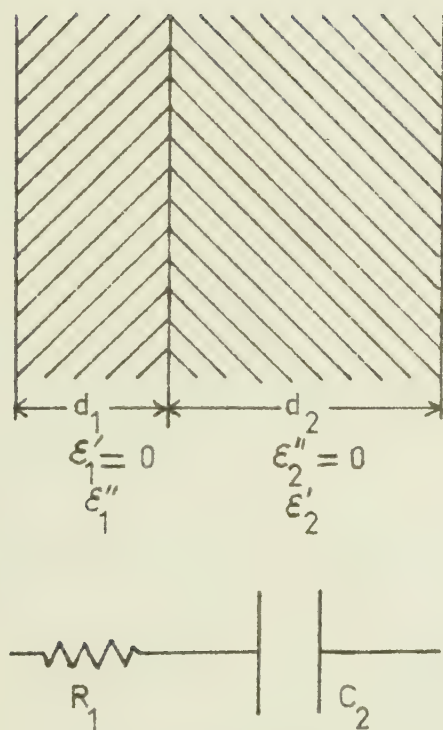


Figure IV_12

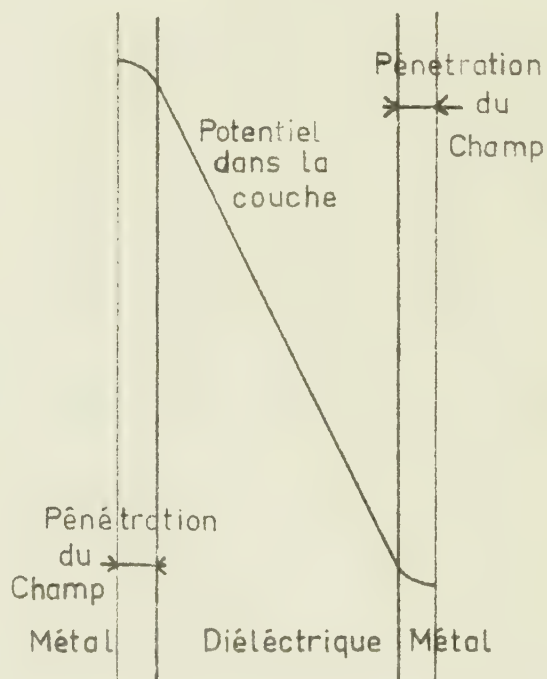


Figure IV_13

CONCLUSION

Dans ce travail nous avons étudié les propriétés électriques du dispositif à couches minces aluminium-alumine-or, avec des épaisseurs d'isolant inférieures à 80 Å.

L'étude de la conduction nous a permis d'établir notamment que les caractéristiques courant-tension ne dépendent pas sensiblement de la température ; on en conclut que l'effet tunnel est prépondérant.

Nous avons mis en évidence un mode de conduction tunnel normal et un mode "anormal", avec résistance négative, résultant des modifications de la couche d'alumine provoquées par le passage d'un courant important ; ces modifications correspondraient essentiellement à la création de sites aisément ionisables, modifiant les conditions de passage des électrons.

Nous avons confirmé par les mesures diélectriques l'existence d'inhomogénéités dans certaines structures à couches minces évaporées en relation avec les conditions de l'évaporation. Ces mesures nous ont conduit d'autre part à admettre l'existence dans la couche isolante de charges d'espace que les mesures de conductivité n'avaient pas permis de déceler.

Cependant l'intérêt essentiel des éléments étudiés réside dans la possibilité d'émettre des électrons. Nous avons mis en évidence les difficultés techniques (fragilité des structures) rencontrées pour obtenir une émission élevée.

BIBLIOGRAPHIE

- (1) R. H. FOWLER & L. NORDHEIM, P. R. S. L. , A 119, (1928)
- (2) FRENKEL, J. Phys. Rev. , 36, 1604, (1930)
- (3) C. A. MEAD , J. App. Phys. , Vol 32, n°4, (1960)
- (4) A. SOMMERFELD & H. BETHE, Hand. der Phys., Vol XXIV / 2, (1933)
- (5) R. HOLM & B. KIRSTEIN, Z. Tech. Phys., 16, (1935)
- (6) R. STRATTON, J. Phys. Chem. Solids, 23, Perg. Press , (1962)
- (7) J. G. SIMMONS, J. App. Phys. , Vol 34, n°6, (1963)
- (8) F. FORLANI & N. MINNAJA , Il Nuovo Cimento, X, Vol 31, (1964)
- (9) A. MESSIAH, Mécanique Quantique, Dunod, (1962)
- (10) R. HOLM, J. App. Phys. , 22, (1951)
- (11) C. K. CHOW, J. App. Phys. , Vol 34, n°9, (1963)
- (12) VAN DER ZIEL, Solid State Physical Electronics, Prentice-Hall, Inc.
(1961)
- (13) N. F. MOTT & R. W. GURNEY, Elec. Proc. in Ionic Crystals, (1940)
- (14) A. ROSE, Phys. Rev. Vol 97, n°6, (1955)
- (15) M. A. LAMPERT, Proc. I. R. E., Vol 50, (1962)
- (16) J. P. CHAUVINEAU, M. GALTIER, I^{mes} M. GANDAIS & Th. RAPPENEAU,
Journal de Phys., n°25, Fev. 1964.
- (17) L. HOLLAND, Vacuum Deposition of Thin Films, Wiley and Sons Inc. , (1961)
- (18) J. LEBRUN, Onde Electrique (Oct. 1963)
- (19) C. A. MEAD, Phys. Rev. Lett. , (1962)
- (20) W. G. SPITZER ; C. R. CROWELL ; M. M. ATALLA, Phys. Rev. Lett.
(1962)
- (21) C. R. CROWELL ; W. G. SPITZER ; L. E. LABATE ; L. E. HOWARTH,
Phys. Rev. , Vol 127, (1962)
- (22) J. G. SIMMONS, J. App. Phys. , Vol 34, n°9, (1963)
- (23) J. G. SIMMONS & G. J. UNTERKOFLER, J. App. Phys., Vol 34, n°6,
(1963)

- (24) J. M. LAVINE & A. A. IANNINI, Sol. Stat. Elect., Perg. Press, (1962)
- (25) T. W. HICKMOTT, J. App. Phys., Vol 33, n°9, (1962)
- (26) F. GIRAUD-HERAUD, Thèse, Lyon, (1964)
- (27) H. KANTER & W. A. FEIBELMAN, J. App. Phys., Vol 33, n°12, (1962)
- (28) T. W. HICKMOTT, J. App. Phys., Vol 35, n°9, (1963)
- (29) DIVENS; HOGLE; DAKIN, J. Electrochem. Soc. U. S. A., Vol 112,
n°3, (1963)
- (30) D. M. SMYTH; G. A. SHIRN; T. B. TRIPP, J. Electrochem. Soc. U. S. A.,
Vol 110, n°12, (1963)
- (31) F. S. MADDOCKS & R. E. THUN, J. Electrochem. Soc., Vol 109,
n°2, (1962)
- (32) H. Y. KU & F. G. ULLMAN, J. App. Phys., Vol 35, n°2, (1964)
- (33) B. M. JAFFE & H. P. KALLMANN, J. of Am. Chem. Soc. Vol n°86, (1964)

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION

CHAPITRE I : RAPPELS THEORIQUES

I - EFFET TUNNEL

1° Historique	5
2° Equations fondamentales	6
3° Influence de la force image	16
4° Influence de la constante diélectrique	17
5° Influence de la température	17

II - EFFET SCHOTTKY

18

III - COURANTS LIMITES PAR LA CHARGE D'ESPACE

1° Isolant parfait	24
2° Influence des pièges	24
3° Influence de la température	27

CHAPITRE II : PREPARATION DES ECHANTILLONS

I - SYSTEME A VIDE

31

II - TECHNIQUES D'EVAPORATION

1° Choix et préparation du support	32
2° Evaporation du métal de base	38
3° Couche d'oxyde d'aluminium	39
4° Evaporation du monoxyde de silicium	41
5° Evaporation de l'électrode supérieure	41

CHAPITRE III : ETUDE DE LA CONDUCTION

I - INTRODUCTION

51

II - TECHNIQUES DE MESURE

1° Tracé des caractéristiques par la méthode point par point	51
2° Enregistrement automatique	52
3° Courant électronique émis dans le vide	52

III - EVOLUTION REVEPSIBLE DES DIODES

1° Caractéristique courant-tension	55
2° Influence de la température	56
3° Influence de l'épaisseur de l'oxyde	59
4° Influence de la pression gazeuse	60
5° Interprétation	60

IV - EVOLUTION IRREVERSIBLE DES DIODES	
1° Considérations préliminaires	66
2° Caractéristique courant-tension	67
3° Influence de la fréquence et de l'atmosphère gazeuse	69
4° Influence de la température	71
5° Essai d'interprétation	71
V - EMISSION D'ELECTRONS SOUS VIDE	
1° Considérations générales	74
2° Résultats expérimentaux et interprétation ..	78

CHAPITRE IV : ETUDE DIELECTRIQUE

I - BUT DE L'ETUDE	85
II - TECHNIQUES DE MESURE ET DEFINITIONS	85
III - RESULTATS EXPERIMENTAUX	
1° Etude de la capacité	88
2° Etude des pertes	88
IV - ESSAI D'INTERPRETATION	92

CONCLUSION	103
BIBLIOGRAPHIE	105

Vu :

Les membres du jury,

G. MESNARD

R. UZAN

G. ASCH

Vu et approuvé

Le Doyen de la Faculté des Sciences.

J. BRACONNIER

Vu et accordé le permis d'imprimer :

Lyon, le 6 octobre 1965

Le recteur,

Président du Conseil de l'Université,

P. LOUIS



